

重核における (n, n') 反応に関する実験的研究

著者	馬場 護
URL	http://hdl.handle.net/10097/41410

重核における $(n, \gamma n')$ 反応に関する実験的検討

課題番号 07680522

平成 7-8 年度科学研究費補助金 基盤研究(C)(2)

研究成果報告書

平成 10 年 4 月

研究代表者 馬場 護

東北大学大学院工学研究科
量子エネルギー工学専攻

はじめに

本報告書は、平成7-8年度科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))により行った「重核における $(n, \gamma n')$ 反応に関する実験的検討」の成果をまとめたものである。

重核における $(n, \gamma n')$ 反応に関する実験的検討

課題番号 07680522

平成7-8年度科学研究費補助金 基盤研究(C)(2)

研究成果報告書

平成10年4月

研究代表者 馬場 護

東北大学大学院工学研究科
量子エネルギー工学専攻

東北大学図書



00010173693

附属図書館

はじめに

本報告書は、平成 7-8 年度科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))により行った「重核における $(n, \gamma n')$ 反応に関する実験的検討」の成果をまとめたものである。

本研究では原子炉物理学の分野で長年にわたって問題となってきた $(n, \gamma n')$ 反応の実験的検証を目的としたもので、1)適切な実験手法の検討、2)実験手法の開発及び測定システムの校正、3)実験と解析、からなる。

- 1) 本来の研究対象である ^{238}U の場合の実験的困難をさけるために ^{209}Bi を試料とし、飛行時間法によって二次中性子スペクトルを測定し、エネルギー分布から $(n, \gamma n')$ 事象を同定する手法を考案し、0.8-1.6 MeV の範囲で実験を行った。
- 2) $(n, \gamma n')$ 反応で生成される数 100keV の低エネルギー中性子を S/N 良く測定するために、ブラック型中性子検出器を用いて、TOF、波高、波形の 3 次元リストデータを収集することによって、S/N、分解能、安定性 に優れた測定系を実現した。
- 3) Bi とほとんど $(n, \gamma n')$ 反応を起こさないはずの Si に対するスペクトルの差から、1.3MeV 近傍における Bi $(n, \gamma n')$ 断面積の上限として $124(\pm 29\%)$ mb を得た。観測されたスペクトルは理論的予測に近いが、上の値にはバックグラウンドが含まれている可能性を否定できない。この点を明らかにすることが残された重要な課題である。

研究組織

研究代表者： 馬場 護 (東北大学大学院工学研究科助教授)
研究分担者： 松山成男 (東北大学大学院工学研究科助手)
研究協力者： 茨木正信 (東北大学大学院工学研究科大学院生)
三浦孝子 (東北大学大学院工学研究科大学院生)
佐波俊哉 (東北大学大学院工学研究科大学院生)

研究経費

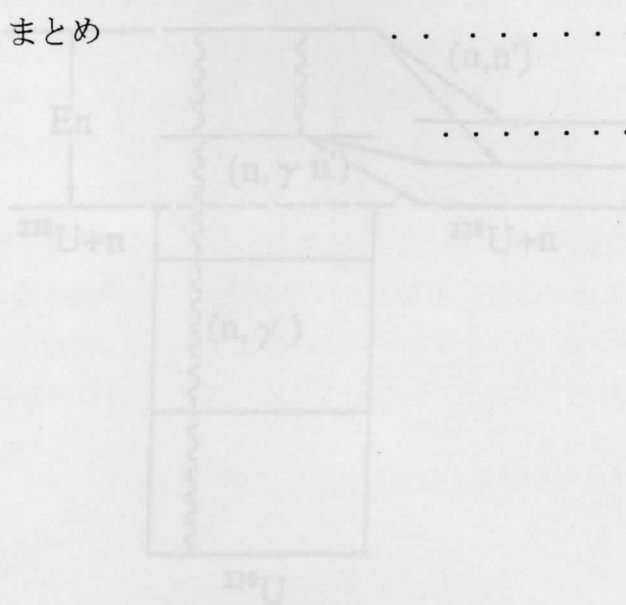
平成7年度	1,500	千円
平成8年度	700	千円
計	2,200	千円

研究発表

- (1)三浦孝子, 馬場護, 茨木正信, 佐波俊哉, タンウィン 平沢義孝, 平川直弘
「 ^{238}U の数 100keV 中性子に対する非弾性散乱断面積の測定」
日本原子力学会「1998 春の年会 E5」
- (2)T.Miura, M.Baba, M.Ibaraki, T.Sanami, Than Win, Y.Hirawasa, S.Matsuyama, N.Hirakawa
“Measurement of Neutron Inelastic Scattering Cross Section of ^{238}U ”
JAERI-Conf 98-003 (1998) p.139
- (3)Y.Nauchi, M.Baba, S.Matsuyama, N.Hirakawa, S.Tanaka
“Development of Wide Range Charged Particle Spectrometer for Ten's MeV Neutrons”
JAERI-Conf 96-008 (1996) p.152
- (4)馬場 護: “On the Neutron Cross Section of ^{238}U ”
(1996 OECD/NEA WPEC Meeting, June 1996 Argonne National Laboratory, USA)
- (5)馬場 護: “Double-differential Neutron Emission Cross Section of ^{238}U ”
(1997 OECD/NEA WPEC Meeting, June 1997 Cadarache, Fr)

目次

第 1 章	序論	1
1-1	$(n, \gamma n')$ 反応	1
1-2	本研究の目的	6
第 2 章	実験手法の検討	8
2-1	実験対象核種の選定	8
2-2	入射エネルギーと中性子源	8
2-3	検出器と検出手法に関する検討	9
2-4	データ収集法	12
2-5	検出器と測定システムの校正	12
第 3 章	実験及びデータ処理	18
3-1	実験体系	18
3-2	中性子源	19
3-3	サンプル	19
3-4	測定回路	20
3-5	測定	20
3-6	データ処理	20
第 4 章	結果と考察	28
第 5 章	まとめ	37
参考文献		38



第 1 章 序 論

1-1 (n, γ n') 反応の機構と重要性

(n, γ n') 反応は Fig.1-1 に示すように原子核が中性子を捕獲した後、 γ 線に引き続いて中性子を放出する反応過程であり、非弾性散乱と同様に γ 線と中性子を発生する [1]. この過程の断面積は Fig.1-2 に示すように非弾性散乱に比べてかなり小さいが、その二次中性子スペクトルは Fig.1-3 のように非弾性散乱の場合に比して、大きく軟化したものになると考えられる [1,2]. そのため、中性子の減速に大きな効果をもち、反応の断面積は大きくはないものの、原子炉の核的特性に有意な影響を及ぼすことが考えられる.

このような (n, γ n') 反応の重要性が Moldauer[1]によって指摘されて以来、特に炉物理の分野で注目され、その断面積や原子炉パラメータに及ぼす影響などについて評価が行われた. Fig.1-2, 1-3 にあげた断面積とスペクトルは Fricke ら[2]が ^{238}U の場合について統計模型計算によって推定したものである. Fricke らはこの計算結果に基づき、 $^{238}\text{U}(n, \gamma n')$ 反応を導入すると高速炉体系における中性子スペクトルが軟化し、従来、計算値と実験値の大きな食い違いが問題となっていたドップラー係数や Na ボイド係数、実効増倍率、中性子スペクトルなど重要な炉物理パラメータについて、その差異が大きく改善されることを指摘した.

彼らの指摘は大きな波紋を呼び、断面積やスペクトルについて、いくつかの独立な評価が行われた. これらの計算結果は次に述べる理由により極めてモデル依存性が強いものであるが、一例として Lynn の計算結果[3]を Fig.1-4 に挙げる. 彼は2つのモデルによる結果を与えており一意的ではないが、断面積値はどちらのモデルでも Fricke らの値よりはかなり小さいものの、数 10mb の有意な大きさであり、また中性子スペクトルに関しても Fricke らと同様かなり軟らかい形状を予測している.

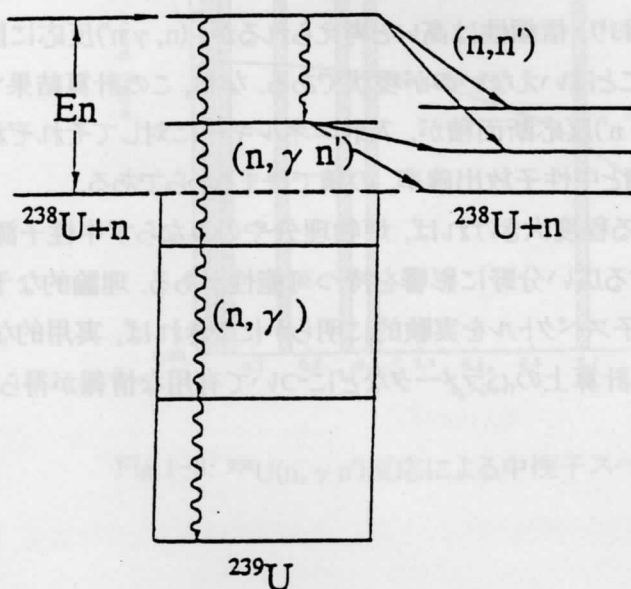


Fig.1-1

(n, γ n') 反応の機構[1,2]

この反応の断面積は、複合核が γ 線を放出して崩壊する確率と、崩壊が非束縛準位を経由して中性子を放出する確率の積で決まる。前者は複合核における準位密度と準位の γ 幅に支配される。後者はさらに崩壊が非束縛準位を経由する確率と準位が中性子を放出する確率に分離でき、中性子放出の確率は準位の中性子幅、 γ 幅をそれぞれ Γ_n 、 Γ_γ とすると $\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_\gamma)$ で与えられる。これは励起エネルギーと共に大きくなり、1に近づくと考えられる。しかし、準位密度、中性子幅、 γ 幅などには依然としてかなりの不確かさがあり、それらの値はモデル依存となっている。従って $(n, \gamma n')$ 反応断面積の予測結果もそれらのモデルに依存することになる。

この反応に関する直接の実験的な検証はまだないが、Joly[4]らは1986年に $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反応について放出 γ 線のエネルギースペクトルを測定し、中性子の分離エネルギーより100keV以上高い非束縛準位は全て中性子を放出するとの仮定の下にそのスペクトルから $(n, \gamma n')$ 反応断面積を求めた。この場合、 γ 線エネルギーが1.5MeV以下のスペクトルは理論計算を援用して推定しているので、半実験的推定ではあるが、最大13mb程度の有意な断面積を与えている。彼らはこの手法を ^{238}U に適用し、 $(n, \gamma n')$ 断面積を求めることを予告したが、その後報告された様子はない。

このように理論的な予測はモデルやパラメータに強く依存するので、 $(n, \gamma n')$ 反応で生成される中性子やガンマ線を直接に観測し実験的に反応の断面積を求めることが強く望まれるが、放出される中性子も γ 線もエネルギーが低くその測定は困難であり、実験的な検証は行われずに経過した。従って計算においても任意性が大きく、JENDL、ENDF/Bなどの評価済み核データファイルにも組み込まれていない。

最近、OECD NEAのNSC(Nuclear Science Committee)において、国際協力による核データライブラリの高度化が図られており、その中で ^{238}U を含むアクチニド核種データは最も重要なデータの1つである。Radiation Physics & Chemistry Institute (Minsk)のMaslovらのグループ[5]がアクチニド核種についての理論計算の中で、この反応を評価に組み入れている。彼らの評価ではFig.1-5に示すように、100mb近いかなり大きな値を予測している。彼らの計算値は全断面積や (n, γ) 、 (n, n') などの実験値と比較的に良く一致しており、信頼性は高いと考えられるが、 $(n, \gamma n')$ 反応に関しては上述のように理論計算だけで確定的なことはいえないのが現状である。なお、この計算結果で、励起関数がピークを形成しているのは、 $(n, \gamma n')$ 反応断面積が、入射エネルギーに対してそれぞれ減少関数、増加関数である複合核形成断面積と中性子放出確率、の積で決まるからである。

$(n, \gamma n')$ 反応はその断面積がある程度大きければ、炉物理分やのみならず中性子源や宇宙における元素合成など中性子が関連する広い分野に影響を持つ可能性がある。理論的な予測が困難な現在、断面積の大きさ、二次中性子スペクトルを実験的に明らかにできれば、実用的な観点においてもまた中性子捕獲のモデル及び計算上のパラメータなどについて有用な情報が得られると期待される。

Fig.1-3: $^{238}\text{U}(n, \gamma n)$ 反応による中性子スペクトルの計算値[2]

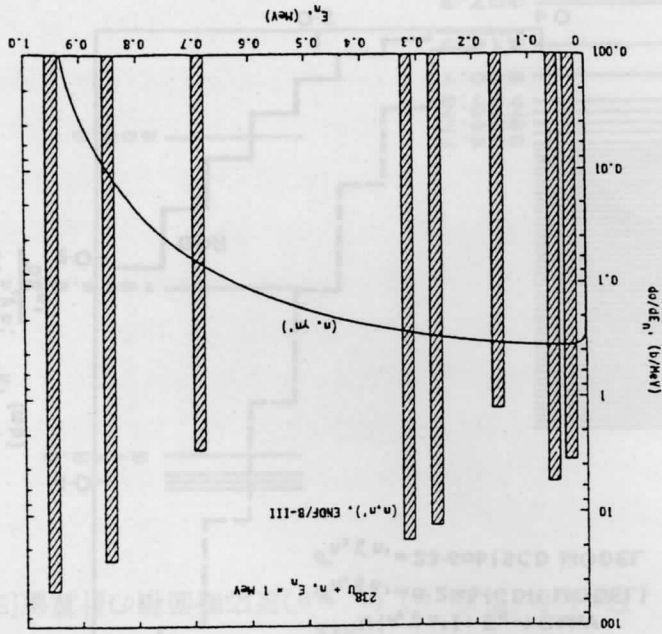
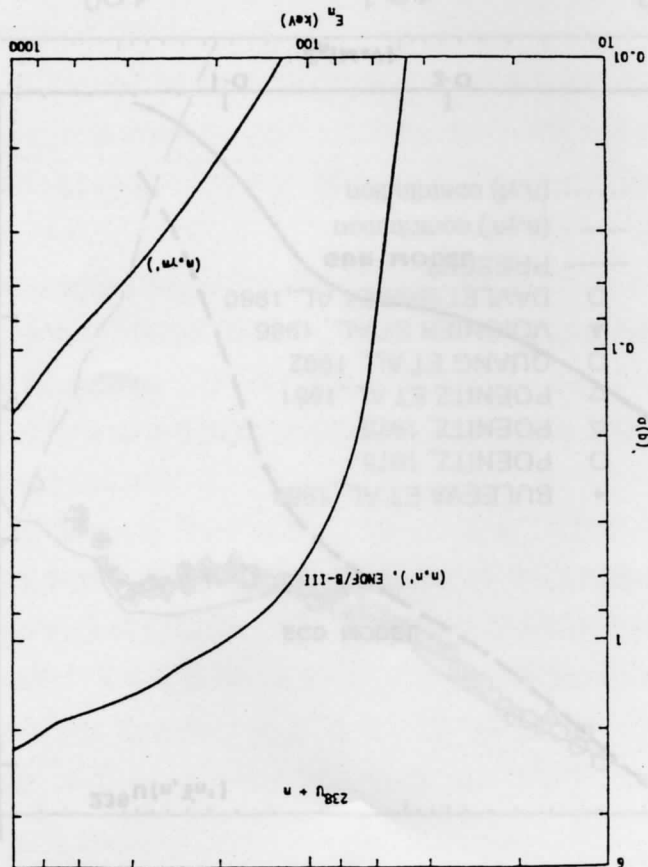


Fig.1-2: $^{238}\text{U}(n, \gamma n)$ 反応断面積の計算値[2]



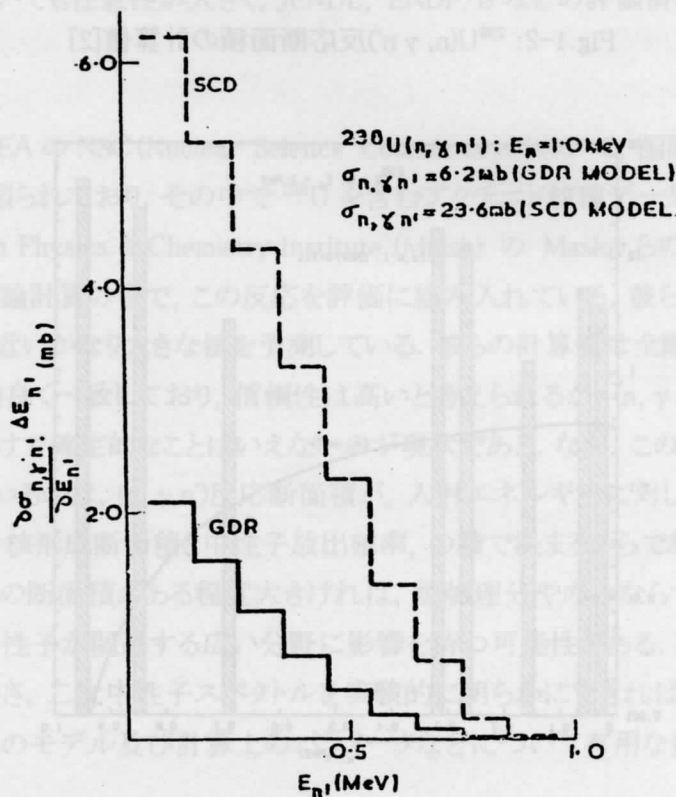
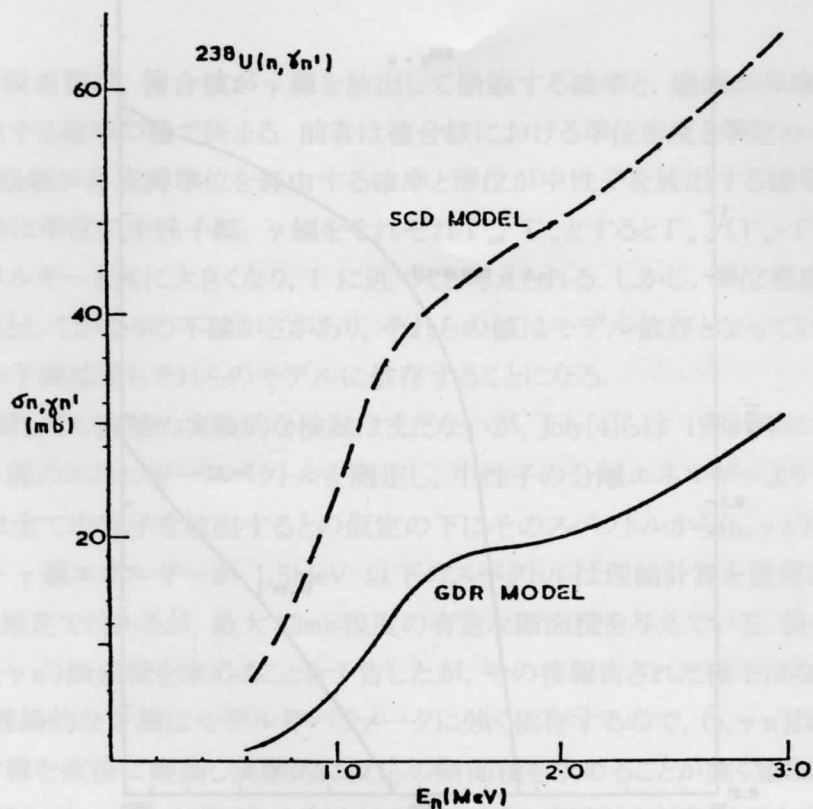


Fig.1-4: $^{238}\text{U}(n, \gamma n)$ 反応の断面積(上)と中性子スペクトル(下)の計算値[3]

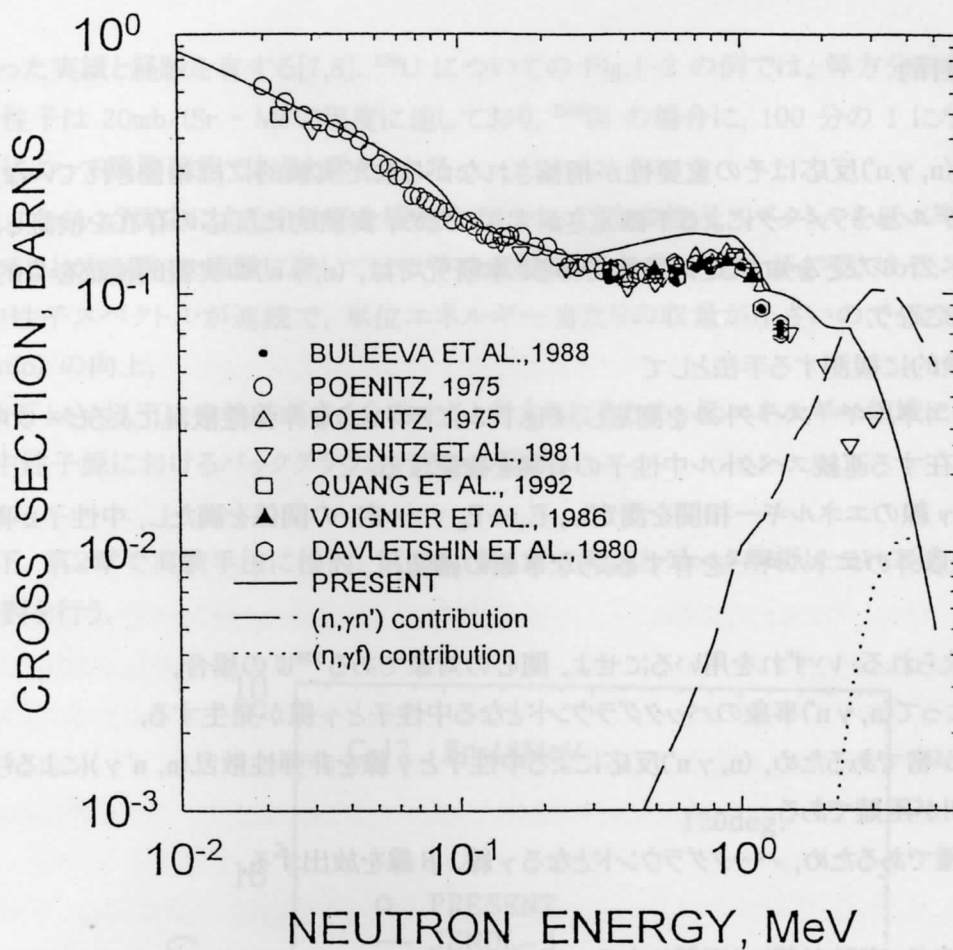


Fig.1-5: $^{238}\text{U}(n, \gamma)$, $(n, \gamma n')$ 反応断面積の計算値[5]

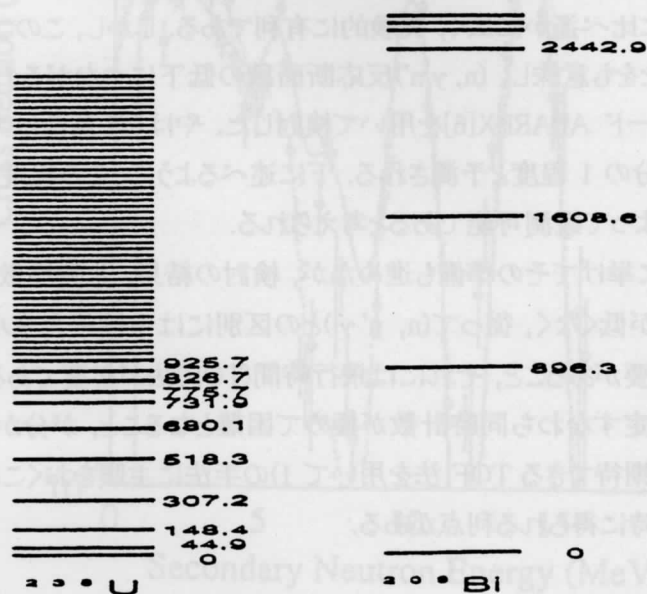


Fig.1-6: ^{238}U , ^{209}Bi のレベルスキーム

1-2 本研究の目的

上述のように $(n, \gamma n)$ 反応はその重要性が指摘されながら未だ実験的には確認されていない。理論的予測もモデルとパラメータによる不確定さが大きいので、実験的に反応の存在を検証し、断面積、中性子スペクトルなどを知ることが重要である。本研究では、 $(n, \gamma n)$ の実験的検証を目的として検討、実験をおこなう。

$(n, \gamma n)$ を実験的に観測する手法として

- 1) 中性子のエネルギースペクトルを測定し、Fig.1-3 に示すような非弾性散乱によるピーク中性子の間に存在する連続スペクトル中性子の有無を確認する、
- 2) 中性子と γ 線のエネルギー相関を測定し、 $E_\gamma + E_n = \text{一定}$ の関係を満たし、中性子が離散非弾性散乱以外のエネルギーを有するような事象の確認、

の2つが考えられる。いずれを用いるにせよ、関心の対象である ^{238}U の場合、

- a)核分裂によって $(n, \gamma n)$ 事象のバックグラウンドとなる中性子と γ 線が発生する、
- b)励起準位が密であるため、 $(n, \gamma n)$ 反応による中性子と γ 線を非弾性散乱 $(n, n' \gamma)$ によるものからの識別が困難である、
- c)放射性核種であるため、バックグラウンドとなる γ 線、 β 線を放出する、

などの問題があり、実験が著しく困難になる。

一般に $(n, \gamma n)$ 反応は複合核の準位密度が大きいほど起こり易いことから、比較的重い核種で上記の問題が無い核種を実験対象とすることを考える。本研究では ^{238}U に代わる核種として、 ^{209}Bi に着目する[6]。 ^{209}Bi の場合、a)、c)の問題がない上、二重マジック核 ^{208}Pb に近いのでFig.1-6に示すように、準位間隔は ^{238}U に比べ遙かに広く、実験的に有利である。しかし、このことは複合核 ^{210}Bi における準位密度も低いことを意味し、 $(n, \gamma n)$ 反応断面積の低下につながるため検討を要する。これについては統計モデルコード ABAREX[6]を用いて検討した。やはり任意性は大きいですが、 ^{209}Bi の場合には ^{238}U に比べ100分の1程度と予測される。下に述べるように、この程度の大きさの断面積があれば、現有の測定系によって観測可能であると考えられる。

当初、2)の手法も候補に挙げてその準備を進めたが、検討の結果、非弾性散乱による γ 線がカスケード的に分岐する確率が低くなく、従って $(n, n' \gamma)$ との区別には中性子エネルギーも準位間隔以内の分解能で測定する必要があること、それには飛行時間(TOF)法が必要であるがその場合感度が低いので γ 線との相関測定すなわち同時計数が極めて困難となること、が分かった。そのため最も高いエネルギー分解能が期待できる TOF 法を用いて 1)の手法に主眼をおくこととした。この方法では、中性子スペクトルも同時に得られる利点がある。

この測定には当グループが整備した TOF 測定装置が利用出来る。このスペクトロメータは二次中性子スペクトルの測定において Fig.1-7に示すように 30 マイクロバール($\mu\text{b}/(\text{sr} \cdot \text{MeV})$)までの測定

を行った実績と経験を有する[7,8]. ^{238}U についての Fig.1-2 の例では, 等方分布を仮定すると($n, \gamma n$)中性子は $20\text{mb}/(\text{Sr} \cdot \text{MeV})$ 程度に達しており, ^{209}Bi の場合に, 100 分の 1 になるとしてもこの測定系によって観測可能であると考えられる.

但し, ($n, \gamma n$)反応による中性子を観測するには, 二次中性子スペクトルを低エネルギー部まで測定することが必要で, 実験に際しては以下の点をさらに考慮することが必要である.

- 1) 中性子スペクトルが連続で, 単位エネルギー当たりの収量が小さいので S/N(Signal-to-Noise ratio) の向上,
- 2) 数百 keV 以下に中性子が多く分布すると考えられるため, 低エネルギー領域に適した測定手法
- 3) 中性子源におけるバックグラウンド成分の低減.

以下, 第2章で実験手法に検討, 第3章, 第4章で実験とデータ解析について述べ, 第5章で結果の検討を行う.

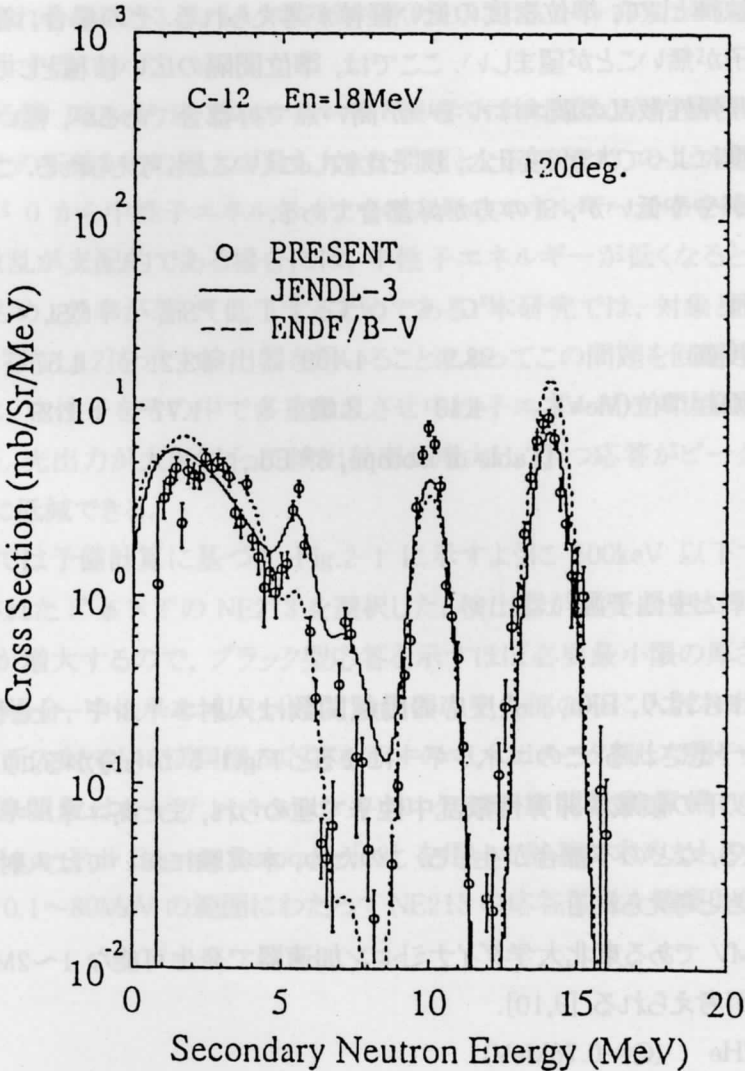


Fig.1-7: C(n, xn) 反応二重微分断面積の実験値[7,8]

第 2 章 実験手法の検討

2-1 実験対象核種の選定

前節の議論により、本研究では Bi に着目して実験を行う。Bi は天然の存在比が 100%であることも有利な点である。

実験に際して重要な点としてバックグラウンド評価がある。サンプルに依存しないバックグラウンドは、サンプルを取り除いた測定によって評価できる。しかし、通常、中性子散乱実験においてはターゲットでの寄生中性子あるいは室内で散乱された中性子が、散乱サンプルに入射し散乱されて測定される場合が少なくない。従って、実験で $(n, \gamma n)$ 反応によると考えられる連続中性子が観測された場合、それがバックグラウンドによるものでないことを示す必要がある。本研究の場合、 $(n, \gamma n)$ 反応がほとんど起こらないと考えられる核種のスペクトルを測定し、Bi の場合と比較することによって可能である。そのような核種として、準位密度の低い軽核が考えられる。その場合、着目する範囲に非弾性散乱による中性子が無いことが望ましい。ここでは、準位間隔の広い核種として C と Si を考える。C は下表のように非弾性散乱の閾エネルギーが高い点で好都合であるが、軽いために散乱中性子のエネルギーが角度によって大きく変化し、Bi と比較しにくいことも考えられる。この点では非弾性散乱の閾エネルギーがやや低いが、Si の方が好都合である。

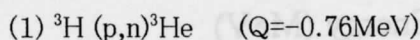
核 種	^{12}C	^{13}C	^{28}Si	^{29}Si	^{30}Si
存在度(%)	98.9	4.439	92.2	4.67	3.10
第 1 励起準位(MeV)	4.43	3.08	1.77	1.27	2.23

[Table of Isotope, 8th Ed.,]

2-2. 入射エネルギーと中性子源

序論で述べた理由により、 $\text{Bi}(n, \gamma n)$ 反応の励起関数は入射エネルギーとともに上昇し $\sim 3\text{MeV}$ 付近で最大になると予想される。このエネルギーになると Fig.1-6 から分かるように二次中性子スペクトルの $\sim 500\text{keV}$ 以下の領域が非弾性散乱中性子で埋められ、また高エネルギー部は TOF 軸上でピーク間隔が狭まる、などの不都合が生じる。このため、本実験においては入射エネルギーを $1\sim 2\text{MeV}$ とするのが適当と考えられる。

最大電圧が 4.5MV である東北大学ダイナミロン加速器で発生可能な $1\sim 2\text{MeV}$ の単色中性子源として、次の 2 つが考えられる [9,10]。



(2) の場合、 ^7Be の第一励起準位が 429keV なので陽子エネルギー 2.37MeV 以上で $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}^*$

反応による第2の中性子も生成し単色ではなくなる問題点がある。

2-3 検出器と検出手法に関する検討

本研究では、TOF(飛行時間法)法を用いて、 $(n, \gamma n)$ 反応による数 100keV 領域の中性子を良好な S/N (Signal-to-Noise Ratio)で測定する必要がある、そのような特性を有する測定系の検討を行う。

2-3-1 検出器の選定

TOF 法による中性子エネルギースペクトルの測定には、時間応答が速い NE213 液体有機シンチレータがよく用いられる。NE213 はパルス波形弁別(PSD)による $n-\gamma$ 弁別が可能であるため、本研究でも NE213 を使用する。

実験対象となる数 100keV 以下のエネルギー領域では検出器からの信号が小さくなるため、検出効率の低下とその不確かさの増大が最も大きな問題となる。NE213 のような反跳陽子型の検出器では、反跳陽子が 0 から中性子エネルギーまでの方形のエネルギー分布を持つため、検出器が薄く中性子の1回散乱が支配的である場合には、中性子エネルギーが低くなるとバイアス以下の陽子が大きな割合を占め、効率が著しく低下するためである。本研究では、対象とする数 100keV 以下でブラック型の応答[11,12]を示す検出器を用いることによってこの問題を回避することを考える。ブラック型検出器とは、中性子をその中で多重散乱させ中性子エネルギーの大部分を吸収できるような体積のものをいう。光出力が大きくなって検出効率が増大し、かつ応答がピーク状となるため効率の不確かさを大幅に低減できる。

そこで本研究では予備計算に基づき、Fig.2-1 に示すように 500keV 以下でブラック型の応答を示すことが確認された 5" ϕ \times 2" の NE213 を選択した。検出器が必要以上に厚いと光の減衰や検出時間の不確かさが増大するので、ブラック型応答を示すほぼ必要最小限の厚さとした。通常ブラック型として使用する場合、中性子をコリメートして検出器の中央部のみに入射させるのが、Fig.2-2 のように、この場合全面入射でもほぼ同様の応答を示すので、コリメータ無しで用いることにした[12]。

なお、図の応答関数はシンチレーションカウンタの応答関数計算用のモンテカルロコード SCINFUL(Scintillator Full Energy Response)[13] を用いて計算で求めたものである。SCINFUL は中性子エネルギー 0.1~80MeV の範囲にわたって NE213 の応答関数を精度よく計算できることが知られている。

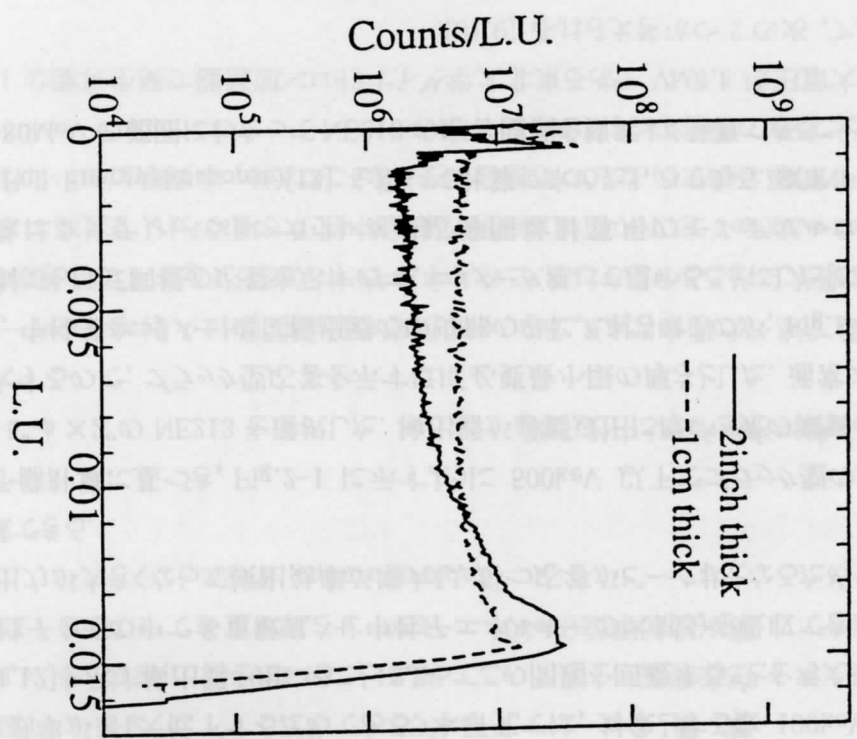


Fig.2-1: NE213 の応答関数に対する厚さの影響
(200keV 中性子)

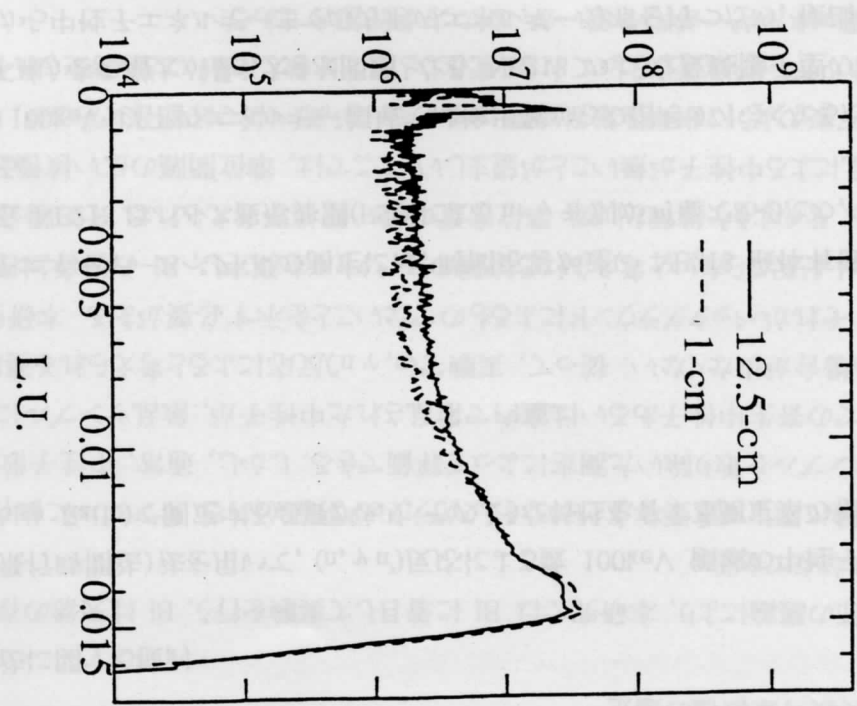


Fig.2-2: NE213 の応答関数に対する
ビーム径の影響 (200keV 中性子)

2-3-2. 検出効率

上で選定した検出器について、検出効率の導出法を検討する。

検出効率は応答関数のある下限エネルギー(バイアスと呼ぶ)以上での積分値で与えられ、SCINFUL コードを使って求めることができる。しかし、数 100keV 程度の低エネルギー中性子に対しては、光電陰極で生成される光電子の数が少ないために、それらの統計的な変動を考慮することが必要になる。その光出力は、さらに光電子増倍管(PMT)の増倍率や電子回路のゲイン変動の影響を受けるのでそれらも考慮する必要がある。そのため、光電陰極で生成される光電子の統計変動については Poisson 分布、後者については Gauss 分布を用いて、SCINFUL の計算値にスミアリングを行ってそれらの影響を考慮に入れる。

Poisson スミアリングを行う際、生成される平均の光電子数が必要となるが、これは個々のシンチレータと光電陰極、PMT との組み合わせによって決まる値である。SCINFUL は LU (Light Unit) [14] を光出力の単位として用いているので 1 LU あたりの放出光電子数(q)を与えることにより求めることができる (1 LU は 1.25MeV の光子による光出力)。

Poisson スミアリングと Gauss スミアリングはそれぞれ、次の式に従って行った。

$$R_p(L) = \int R_s(L') \frac{(qL')^{qL}}{(qL)!} \exp(-qL') dL'$$

$$R_{pg}(L) = \int R_p(L') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(L-L')^2}{2\sigma^2}\right) dL'$$

ここで

R_s : SCINFUL で計算した応答関数,

R_p : Poisson スミアリング後の応答関数,

R_{pg} : R_p にさらに Gauss スミアリングを施した応答関数, である。

σ に寄与する値として、PMT のゲイン変動は光出力に比例して約 20%, 測定回路系の分解能に対しては約 0.0004 LU とした。[14]

Fig.2-3 にスミアリング前後の応答関数を示す。スミアリングの影響の大きいことが分かる。

又、スミアリング後の応答関数を用いて求めた検出効率曲線を Fig.2-4 に示す。これは通常の薄い検出器の場合よりも低いエネルギー領域から平坦な形状となっており、ブラック型の検出器を用いることでゲイン変動等による検出効率の不確かさを小さくできることを示している。

2-4 データ収集法

本研究では、数 100keV の低エネルギー中性子を S/N 良く測定することが最大の課題である。そのためには、検出器のバイアスや $n\gamma$ 弁別などの条件を最適化することが重要であるが、それらの条件は予め分かるわけではない。そこで、本研究では種々の条件でのデータ解析とそれによる適切な条件設定が可能となるよう、NE213 の TOF、波高、波形の 3 信号を事象ごとのリストモードで収集することにした。その回路図を Fig.2-5 に示す。データは、3つのデータを1組とする時系列データとして光磁気ディスク(MO)に書き込まれる。

2-5 検出器と測定システムの校正

実験に先立ち、上に述べた検出器システムが期待される特性を実現していることを検証するため応答関数と検出効率についての測定を行った。

実験は東北大学高速中性子実験室(FNL)で行った。広いエネルギー範囲にわたって応答関数を効率よく測定するために、厚い金属 Li のターゲットにパルス化された陽子ビームを入射させ、連続スペクトルを持つ中性子を発生させた。0°方向の中性子を検出器に入射させ、中性子エネルギーを TOF 法により測定し、応答関数を中性子エネルギーの関数として測定した。下に示すように ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応みよる中性子スペクトルは計算で精度良く知ることができ、検出効率の測定にも利用できる。

測定回路は Fig.2-5 と同じである。

2-5-1 波高スケールの校正

波高の校正はデータ処理をおこなう上で基本となるもので、通常、 ${}^{22}\text{Na}$ の 1.275MeV の γ 線によるコンプトンエッジの半波高値を基準とし 0.885 LU とする[14]。しかし、0.885 LU は陽子エネルギーで $\sim 3\text{MeV}$ に相当し、本研究で対象とする数 100keV 陽子の光出力に比べ 30 倍程度大きい。このため、この校正が低エネルギー領域でも妥当であることを確認する必要がある。

${}^{241}\text{Am}$ の γ 線による波高分布の谷間が 0.0246 LU、陽子エネルギーで $\sim 300\text{keV}$ に対応することが知られており、は ${}^{241}\text{Am}$ による γ 線を利用して確認することができる。

Fig.2-6 に ${}^{241}\text{Am}$ の波高分布を示す。この横軸は ${}^{22}\text{Na}$ を用いた校正で決めたものであるが、波高分布の谷間は 0.025 LU 近傍に対応しており、低エネルギー部に対しても ${}^{22}\text{Na}$ による校正が妥当であることを示している。

2-5-2 応答関数

中性子エネルギーごとの波高分布から応答関数を求めた。

Fig.2-7 に、5"φ×2"厚 NE213 の応答関数について、実験値と計算値の比較を示す。200keV から 500 keV の中性子に対して、実験値はピーク状の応答を示しており、期待されたブラック型の応答を示していることが確認される。(なお、100 keV 中性子の場合、回路的なバイアスのために低エネルギーがカットされているためピークが現れていない)。計算値は、400keV 以下ではかなり良く比較的良く実験値を再現している。500keV 以上では実験値の方が幅広の形状となり不一致を示すが、最終的に問題となる検出効率については、バイアス以下(～0.01 LU)の面積の割合が小さいためその影響は小さくなり、次に示すようにほとんど問題とならない。

2-5-3 検出効率

厚い Li ターゲットからの中性子スペクトルは、反応の断面積と陽子のターゲット内での阻止能によって決まり、次式で与えられる。

$$F(E_n)dE_n = \frac{\sigma_p(E_p)}{\left(\frac{dE_p}{dx}\right)} dE_p$$

ここで、 F : 中性子エネルギースペクトル、

σ_p : ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応の微分断面積、

dE_p/dx : 陽子に対する Li ターゲットの阻止能。

${}^7\text{Li}(p,n)$ の断面積は、数%以内の高い精度で知られており、また阻止能もよく分かっているため、Li ターゲットからの中性子スペクトルは計算によって高い精度で知ることができる。これを TOF スペクトルデータと上の手法で求めた検出効率とから導出した“測定スペクトル”と比較することによって計算による検出効率の妥当性を検討することができる。

Fig.2-8 にその比較を示す。なお、実験値は n- γ 弁別を行っていないものである。

実験値と計算値は全体的に良く一致しており、本手法の妥当性が確認された。

N- γ 弁別を行う場合にはその弁別比を何らかの方法で求める必要がある。

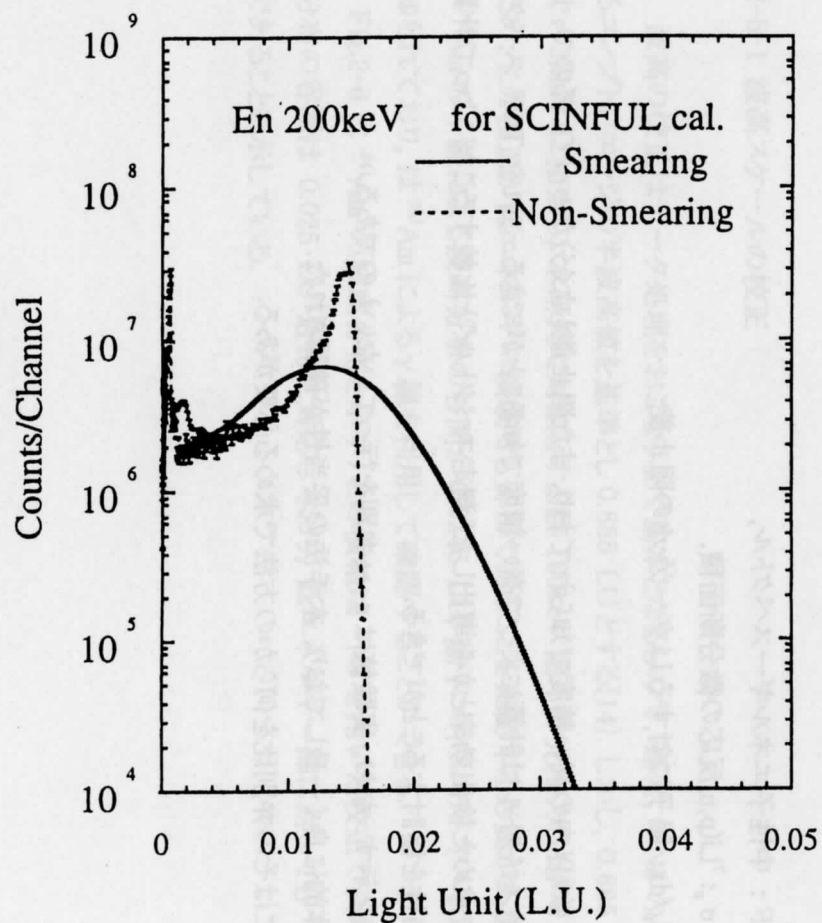


Fig.2-3: NE213 応答関数に対するスミアリングの効果

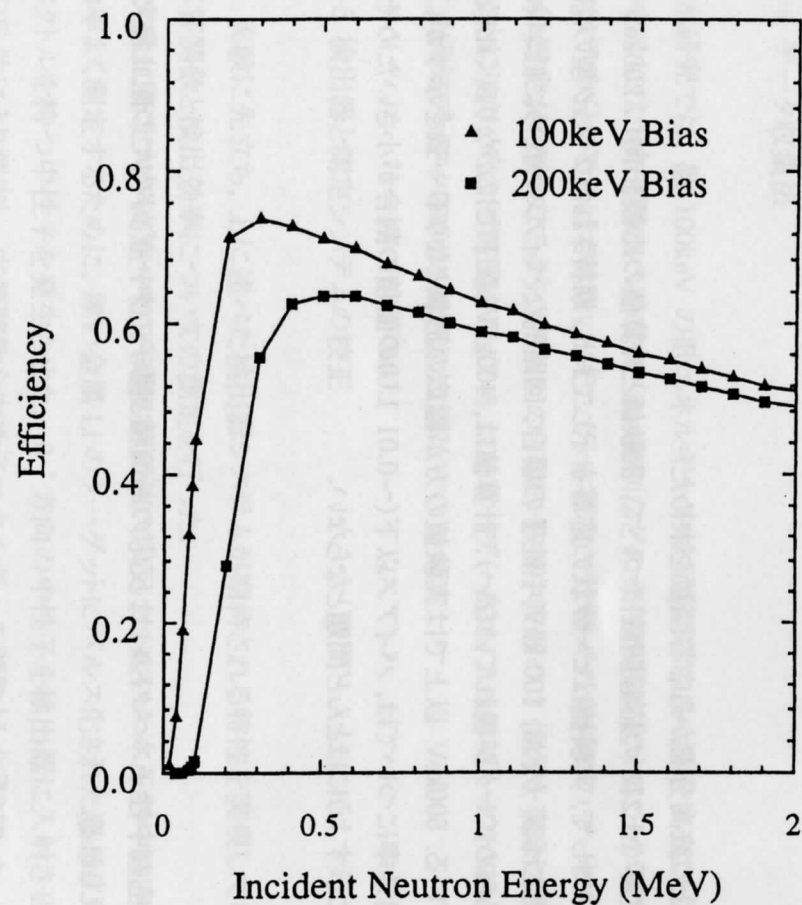
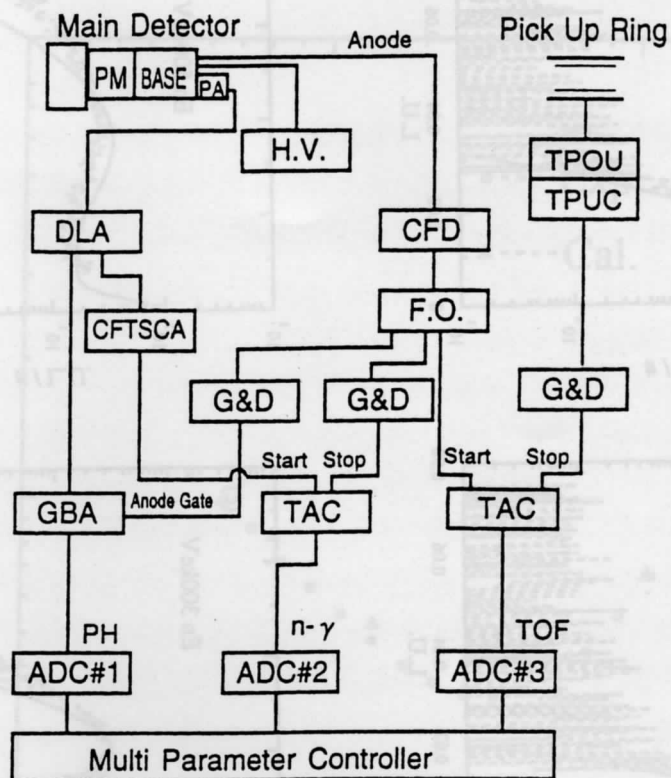


Fig.2-4: ブラック型 NE213 の検出効率



TPOU :Time Pick Off Unit	PM :Photomultiplier Tube
TPOC :Time Pick Off Controller	BASE :Photomultiplier Base
F.O. :Fan Out	H.V. :High Voltage Power Supply
G&D :Gate & Delay Generator	DLA :Delay Line Amplifier
PA :Pre-Amplifier	CFTSCA :Constant Fraction Timing Single Channel Analyzer
GBA :Gated Biased Amplifier	TAC :Time to Amplitude Converter
ADC :Analog to Digital Converter	
CFD :Constant Fraction Discriminator	

Fig.2-5: 主 NE213 検出器の測定回路

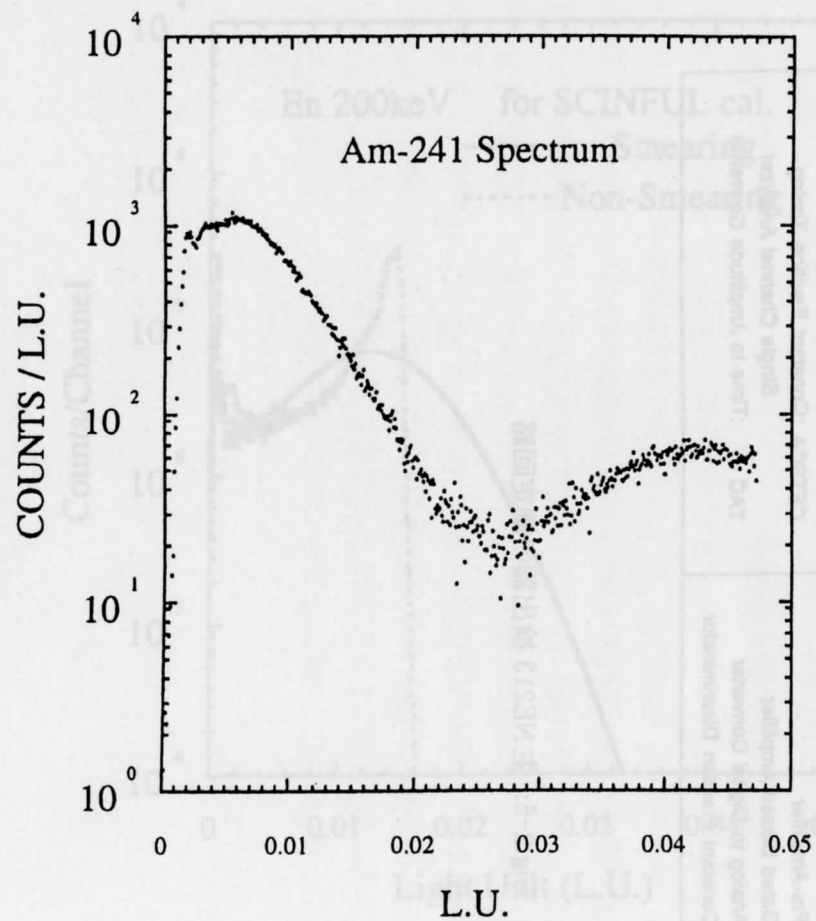
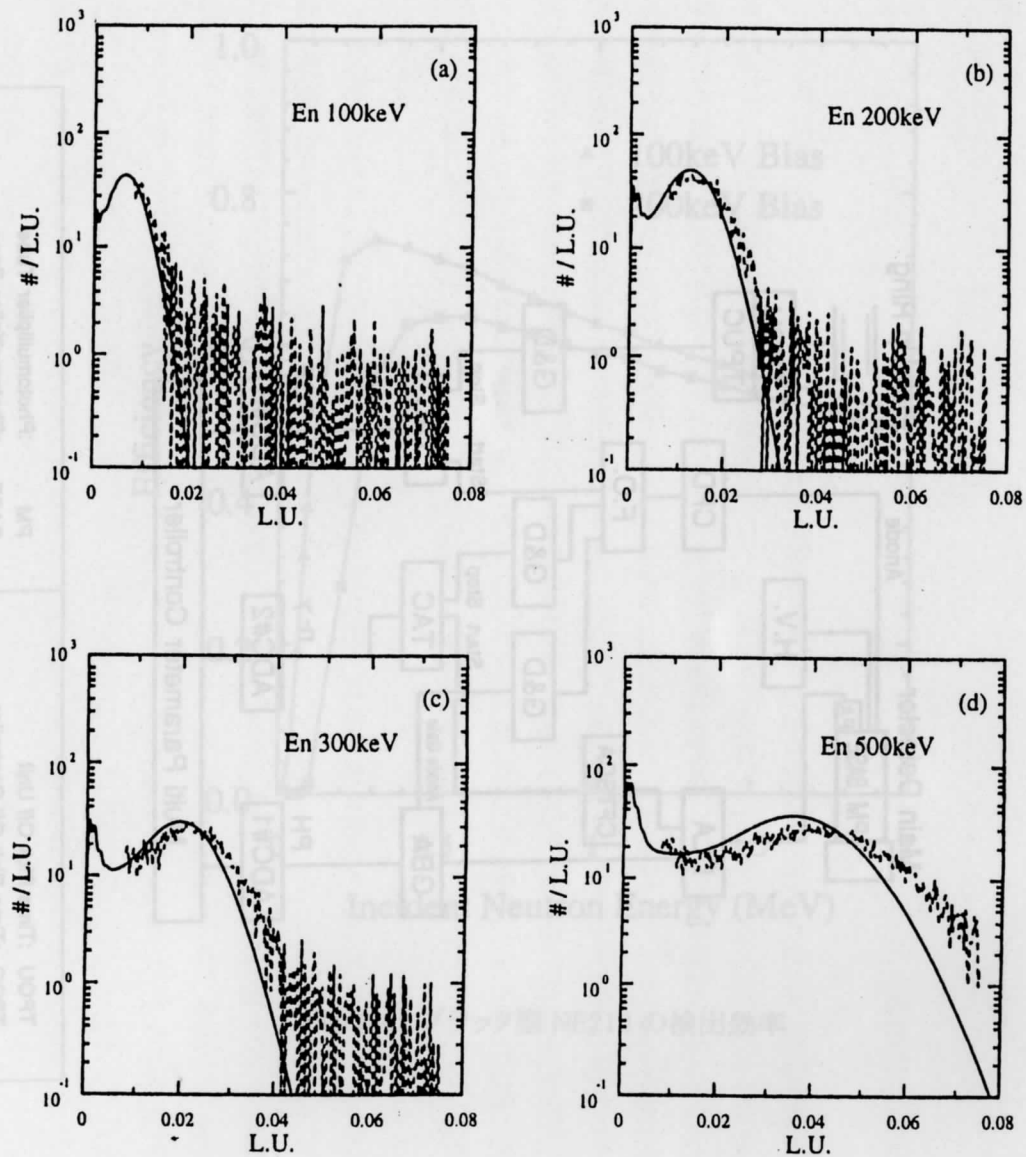
Fig.2-6: ^{241}Am の γ 線に対する NE213 の応答

Fig.2-7: 主 NE213 検出器の中性子に対する応答関数

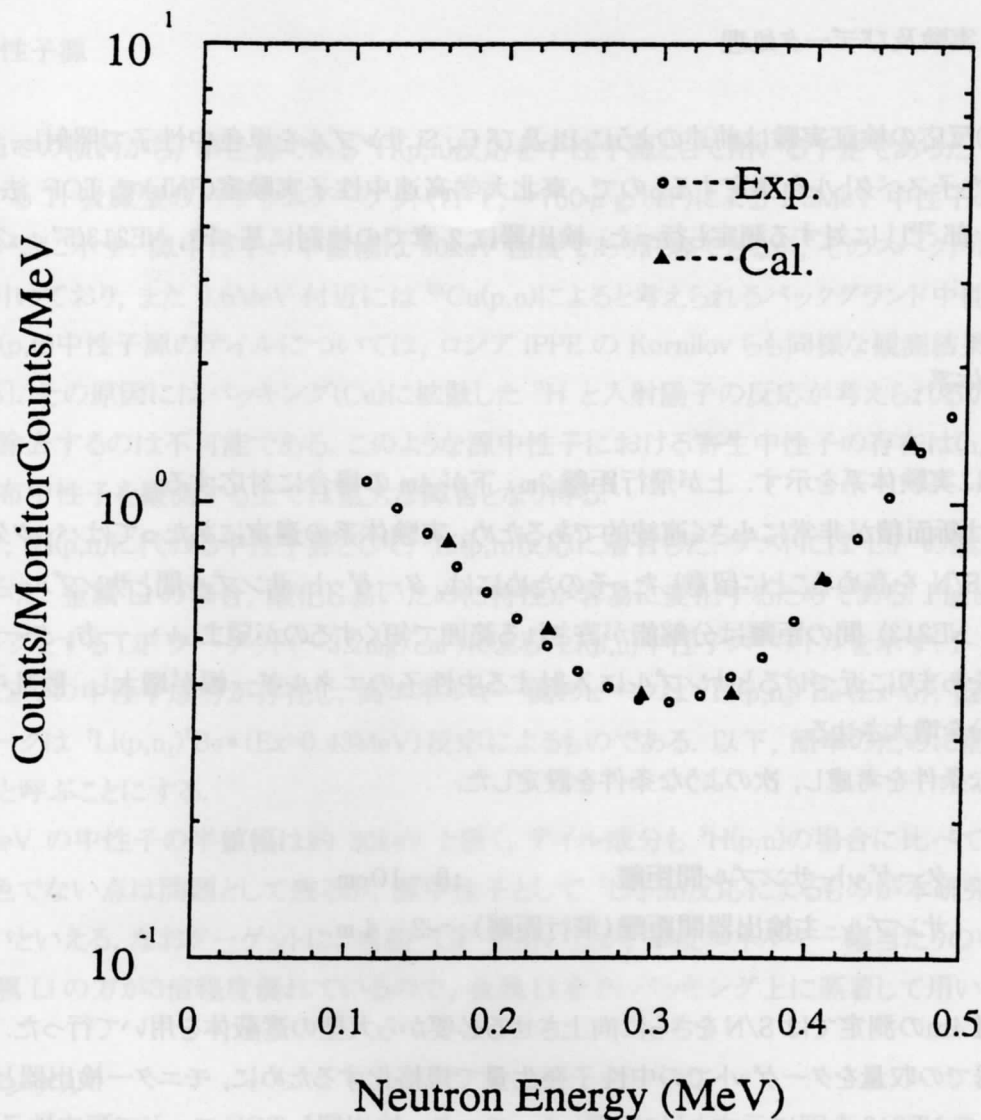


Fig.2-8: 主 NE213 検出器の検出効率
(実験値と計算値の比較)

Table 3-1. 調査サンプルの物理量

Sample	Shape	Diameter (cm)	Height (cm)	Mass (g)	Atoms (x 10 ²³)
1	Cylinder	3.0	5.0	34.4	1.601
2	Cylinder	3.0	5.0	11.9	0.562
3	Cylinder	3.0	5.0	117.6	5.51
4	Cylinder	2.0	3.0	30.2	0.709

第 3 章 実験及びデータ処理

($n, \gamma n$) 反応の検証実験は前述のように Bi 及び C, Si サンプルを単色中性子で照射し、放出される二次中性子スペクトルを測定するもので、東北大学高速中性子実験室(FNL)で TOF 法を用いて行った。一部 ^{238}U に対する測定も行った。検出器に 2 章での検討に基づき、NE213(5" ϕ x 2" 厚)である。

3-1 実験体系

Fig.3-1 に実験体系を示す。上が飛行距離 2m, 下が 4m の場合に対応する。

($n, \gamma n$) は断面積が非常に小さく連続的であるため、実験体系の選定にあたってはバックグラウンドを低減して S/N を高めることに留意した。そのためには、ターゲット-サンプル間とサンプル-主検出器(5" ϕ x 2" NE213) 間の距離は分解能が許される範囲で短くするのが望ましい。一方、ターゲット-サンプル間をあまりに近づけるとサンプルに入射する中性子のエネルギー幅が増大し、散乱中性子のテイル成分を増大させる。

このような条件を考慮し、次のような条件を設定した。

ターゲット-サンプル間距離	: 8—10cm
サンプル-主検出器間距離(飛行距離)	: $\sim 2 - 4$ m.

飛行距離 4m の測定では S/N をさらに向上させる必要から大型の遮蔽体を用いて行った。

主検出器での収量をターゲットでの中性子発生量で規格化するために、モニター検出器として 2" ϕ x 2" の NE213 を図に示すように配置した。モニター検出器も TOF モードで源中性子のスペクトルを測定する。

この実験体系では、測定で問題となる次のようなバックグラウンド成分を低減するよう配慮している。

- 1) ターゲットからの直接成分,
- 2) 床散乱成分,
- 3) 空気散乱成分,
- 4) 壁からの後方散乱成分.

1) は十分な長さのシャドーバを置くことにより、そして 2) と 3) は検出器がサンプル以外に視野を持たないように十分コリメートすることにより、4) は検出器の後方にも遮蔽体を置くことによって低減を図っている。1) についてはシャドーバーの配置上、90° 近傍が最も対処しやすいので 90° 方向に主検出器を設置した。($n, \gamma n$) 中性子は等方的と考えられるので、1 角度での測定で十分と考えられる。

3-2 中性子源

2-2 節での検討から、単色源である $^3\text{H}(\text{p},\text{n})$ 反応を中性子源として用いる予定であった。銅をバックリングとする Ti 吸蔵型のトリチウムターゲット(Ti-T; $\sim 750 \mu\text{g}/\text{cm}^2$)による 1.5MeV 中性子のスペクトルを Fig.3-2 に示す。源中性子の半値幅は 90keV 程度であり許容できるが、そのスペクトルは大きくテイルを引いており、また 0.6MeV 付近には $^{63}\text{Cu}(\text{p},\text{n})$ によると考えられるバックグラウンド中性子も観測される。T(p,n)中性子源のテイルについては、ロシア IPPE の Kornilov らも同様な観測結果を報告している[15]。その原因にはバックリング(Cu)に拡散した ^3H と入射陽子の反応が考えられるが、それを実験的に除去するのは不可能である。このような源中性子における寄生中性子の存在は(n, γ n')による連続分布中性子を観測する上では重大な障害となり得る。

そこで、 $^3\text{H}(\text{p},\text{n})$ に代わる中性子源として、 $^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$ 反応に着目した。テストには LiF の蒸着膜を作成して用いた。金属 Li の場合、酸化し易いために特性が容易に変化するためである。Fig.3-3 に Pt をバックリングとする LiF ターゲット($\sim 3.2\text{mg}/\text{cm}^2$)による $^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$ 中性子スペクトルを示す。2-2 節で述べたように2つの中性子成分が存在し、高エネルギー側のピークは $^7\text{Li}(\text{p},\text{n}_0)^7\text{Be}$ (Ex=0)、低エネルギー側のピークは $^7\text{Li}(\text{p},\text{n}_1)^7\text{Be}^*$ (Ex=0.43MeV) 反応によるものである。以下、簡単のために前者を n_0 、後者を n_1 と呼ぶことにする。

1.2MeV の中性子の半値幅は約 30keV と狭く、テイル成分も $^3\text{H}(\text{p},\text{n})$ の場合に比べて遙かに小さい。単色でない点は問題として残るが、源中性子として $^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$ 反応によるものが本研究にとっては好ましいといえる。なおターゲットに、当初 ^7LiF を用いたが、単位エネルギー幅当たりの中性子収量では金属 Li の方が3倍程度優れているので、金属 Li を Pt バックリング上に蒸着して用いた。

3-3. サンプル

2-1 で述べたように本研究では、 ^{209}Bi と C, Si のスペクトルを比較することで(n, γ n')の存在を確認するため、サンプルには ^{209}Bi と C(天然組成), Si(天然組成)を用いる。Table 3-1 にサンプルの物理量を示す。

Table 3-1 測定サンプルの物理量

Sample	Shape	Diameter (cm)	Height (cm)	Mass (g)	Number of Atoms (x 10^{24})
Bi	Cylinder	3.0	5.0	347	1.001
C	Cylinder	1.0	5.0	14.9	0.752
Si	Cylinder	4.0	4.0	117.6	2.522
^{238}U	Cylinder	2.0	5.0	302.4	0.765

3-4 測定回路

測定に用いた回路を Fig.3-4 に示す. 主検出器の回路は Fig.2-5 に示したものと全く同じである.

モニター検出器はターゲットにおける中性子発生量をモニターするもので, この測定量が発生中性子数に比例するとして各測定の規格化に使用する. そのために, なるべくバックグラウンドを低減して S/N の良い測定が望まれるが, 本実験のエネルギー領域では NE213 の PSD 特性が悪化し, $n-\gamma$ 間の分離が不十分なため, 弁別スペクトルのドリフトの影響を受けやすくなる. そのため, モニターに対しては $n-\gamma$ 弁別を適用していない. それでも TOF による γ 線の除去は行われ, 十分なピーク対バックグラウンド比が得られた.

3-5 測定

($n, \gamma n$) の観測を目的とする実験は, 中性子エネルギー 0.8, 1.1, 1.3, 1.6 MeV において行った. 2-2 で述べたように, 反応の断面積は 3 MeV 程度までは中性子エネルギーと共に増加するが, 一方では中性子エネルギーが増加すると非弾性散乱中性子が増加しそれらと ($n, \gamma n$) 中性子との弁別が困難になると予想されるので中間的なエネルギーを選択した.

中性子源には最初の実験を除き, ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応を用いた.

検出器, 測定回路も上に述べたとおりである.

各測定においては

- 1) 線源スペクトル測定,
- 2) Bi, C, Si (${}^{238}\text{U}$) サンプルに対する測定 (sample-in 測定),
- 3) サンプルを取り除いた測定 (sample-out 測定),

を行った. それぞれの規格化にはモニターの値を用いた.

3-6 データ処理

測定データとして, sample-in 及び sample-out についてのリストが得られている. データ処理ではこれらをモニターで規格化し, Bi サンプルに特有な連続中性子の存在を検討した.

Fig.3-5 に実験データの例として 1.3 MeV における Bi に対する TOF と波高 の二次元分布を示す. TOF には4本のピークが見えるが, 右から順に γ ピーク, n_0 中性子の弾性散乱, n_1 中性子の弾性散乱, n_0 中性子の第1レベルによる非弾性弾性散乱に対応する. このデータでは回路上の低波高バイアスのみなのでバックグラウンドが極めて高いが, これに適当な波高バイアス(ソフトバイアス)と $n-\gamma$ 弁別を行ってバックグラウンドの低減を図ることができる. なお, このデータは飛行距離 4.1 m におけるものである.

Fig.3-5 でピーク以外のバックグラウンドはほとんどが低波高成分によることが分かる. TOF は中性子エネルギーに対応するので, 各 TOF チャンネルには波高の上限が存在する. 従ってそれぞれの TOF に対応させて低波高側と高波高側に領域を設定してやれば, バックグラウンドの除去比率を大幅に高めることができる.

その例を Figs.3-6, 3-7 に示す. 両者とも波形(PSD)と波高の二次元データを示すが, Fig.3-6 は波高による選別を行わない生のデータを示すが, γ 線の数が多く $n-\gamma$ の分離がかなり不明確である. それに対して波高による選別を加えてやると Fig.3-7 のように γ 線を大幅に低減し, $n-\gamma$ 弁別による γ 線の除去率を大幅に高めることができる. その選別を行うチャンネルには明確な根拠があるわけではないが, 100 keV 程度以上の中性子に対してもっと良い S/N が得られることを目安として, データ処理を行った.

Sample-in, sample-out それぞれに対して上述の波高, $n-\gamma$ の選別を行って最終的な TOF スペクトルを求め, それらの差し引きから二次中性子のエネルギースペクトルを導出した.

スペクトルデータの絶対値は, 散乱中性子と 0° での線源中性子の収量比を使って次式[16]で決定した.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{Y(E_0, E, \theta)}{Y(E_0, E)} \cdot \frac{d^2}{N} \cdot \frac{D^2(\theta)}{D^2(0)} \cdot \eta_r(E_0, E) \cdot \varepsilon \cdot C(E_0, E, \theta)$$

ここで,

E_0, E, θ : 入射エネルギー, 散乱中性子エネルギー, 散乱角,

$Y(E_0, E, \theta), Y(E_0, E)$: 散乱中性子と 0° での源中性子の正味収量,

d : ターゲット, サンプル軸間距離,

N : サンプル原子数,

$D(\theta), D(0)$: 検出器—サンプル間, ターゲット—検出器間距離,

η_r : 入射中性子に対する検出効率と散乱中性子に対する検出効率の比,

ε : 入射中性子束の非等方性およびターゲット—サンプル間のジオメトリに対する補正因子[16],

$C(E_0, E, \theta)$: サンプルサイズ効果に対する補正係数,

である.

当初, ブラック型応答を利用して $n-\gamma$ 弁別無しに TOF—波高の二次元データから結果を得ることを考えたが, これでは十分な S/N を得ることは困難であった. そのため, この測定では, $n-\gamma$ 弁別によって γ 線除去を行うことにしたので, 弁別による中性子の計数損失も実験的に決定する必要がある. それを含め, 検出効率のエネルギー依存性の決定に 2 章で述べた方法に加え, 中性子源 $^7\text{Li}(p, n_0, \gamma)$ の角度分布を測定する方法も用いた. この方法は, 5%程度の精度が期待される上に, 測定の場合と同じターゲットを使用するので, 実験中の条件変更に対応する上でも有利であり, 他の研究者によっても用いられている[16].

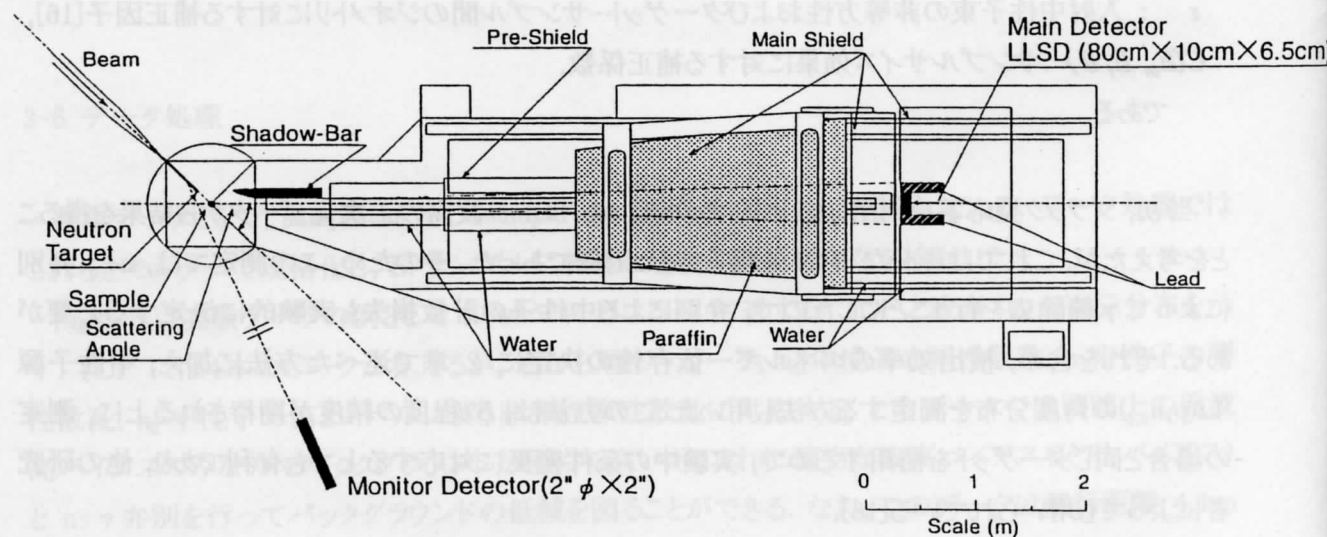
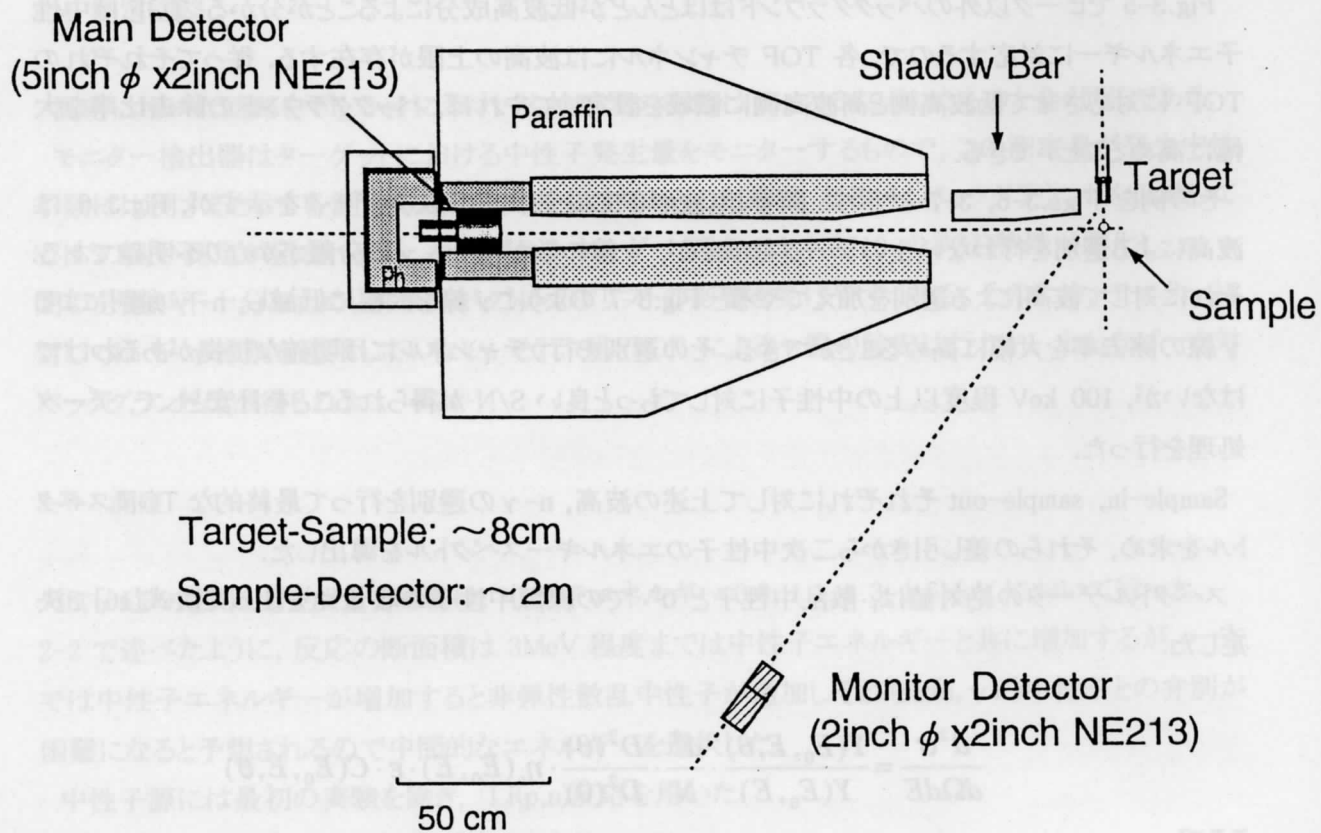
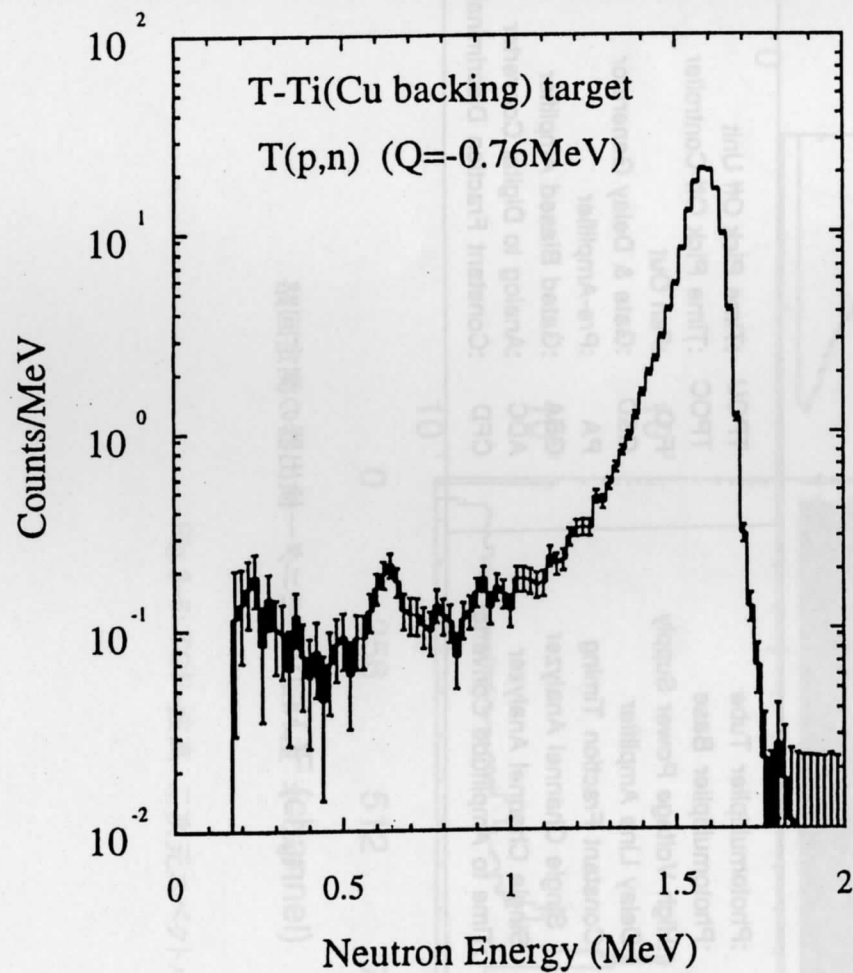
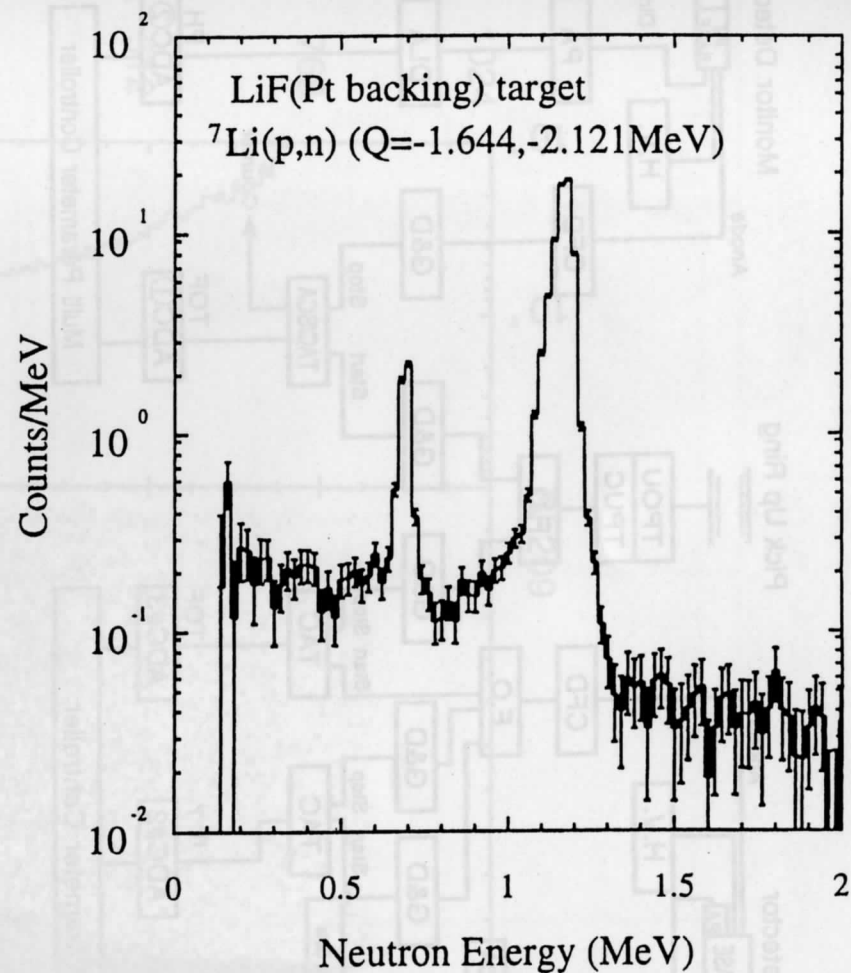
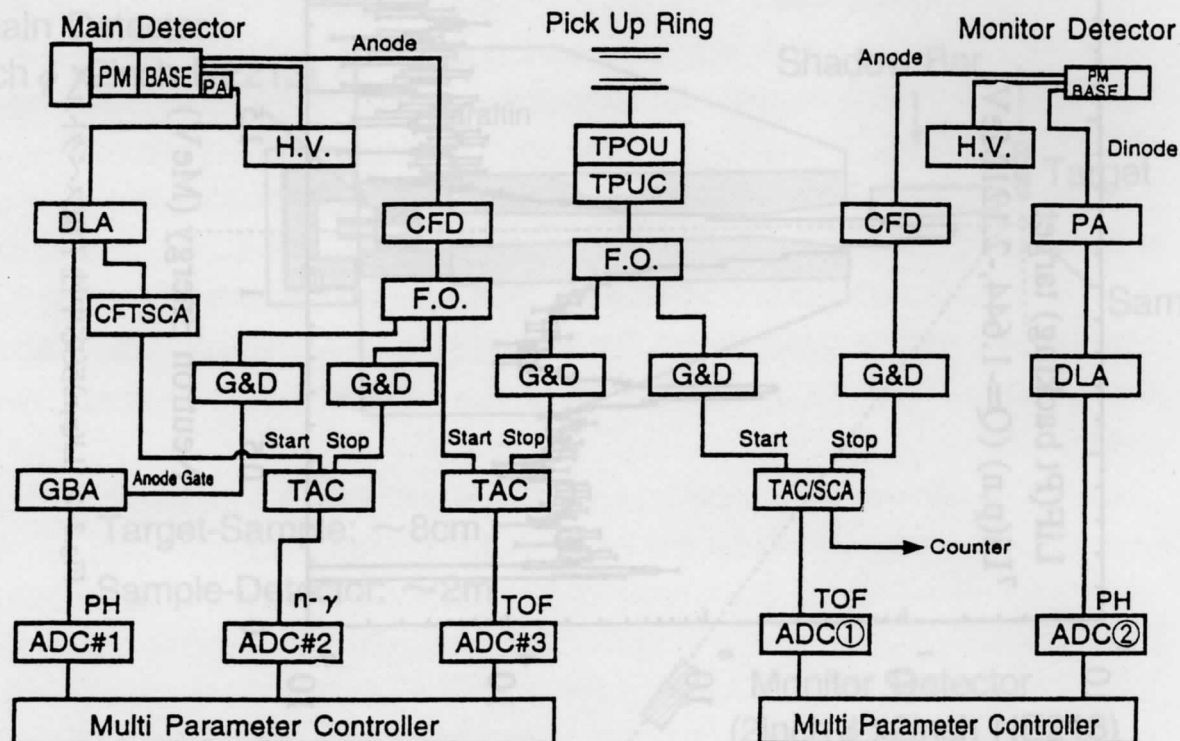


Fig.3-1: 実験配置: 飛行距離 2m の場合(上), 同 4m の場合(下)

Fig.3-2: $T(p,n)$ 反応中性子源スペクトルFig.3-3: ${}^7\text{Li}(p,n)$ 反応中性子源スペクトル



PM	:Photomultiplier Tube	TPOU	:Time Pick Off Unit
BASE	:Photomultiplier Base	TPUC	:Time Pick Off Controller
H.V.	:High Voltage Power Supply	F.O.	:Fan Out
DLA	:Delay Line Amplifier	G&D	:Gate & Delay Generator
CFTSCA	:Constant Fraction Timing Single Channel Analyzer	PA	:Pre-Amplifier
SCA	:Single Channel Analyzer	GBA	:Gated Biased Amplifier
TAC	:Time to Amplitude Converter	ADC	:Analog to Digital Converter
		CFD	:Constant Fraction Discriminator

Fig.3-4: 主 NE213 とモニター検出器の測定回路

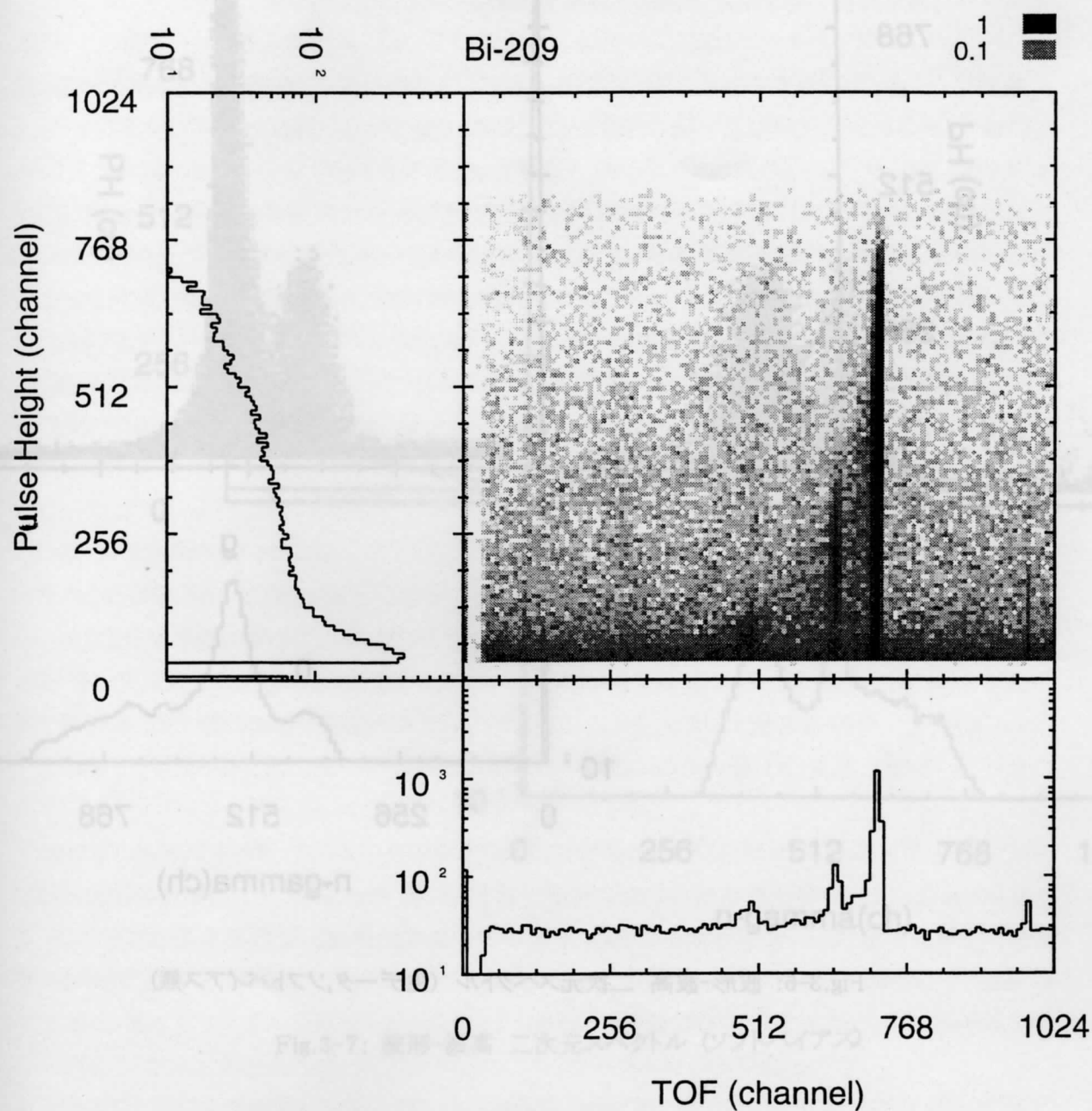


Fig.3-5: TOF-波高 二次元スペクトル

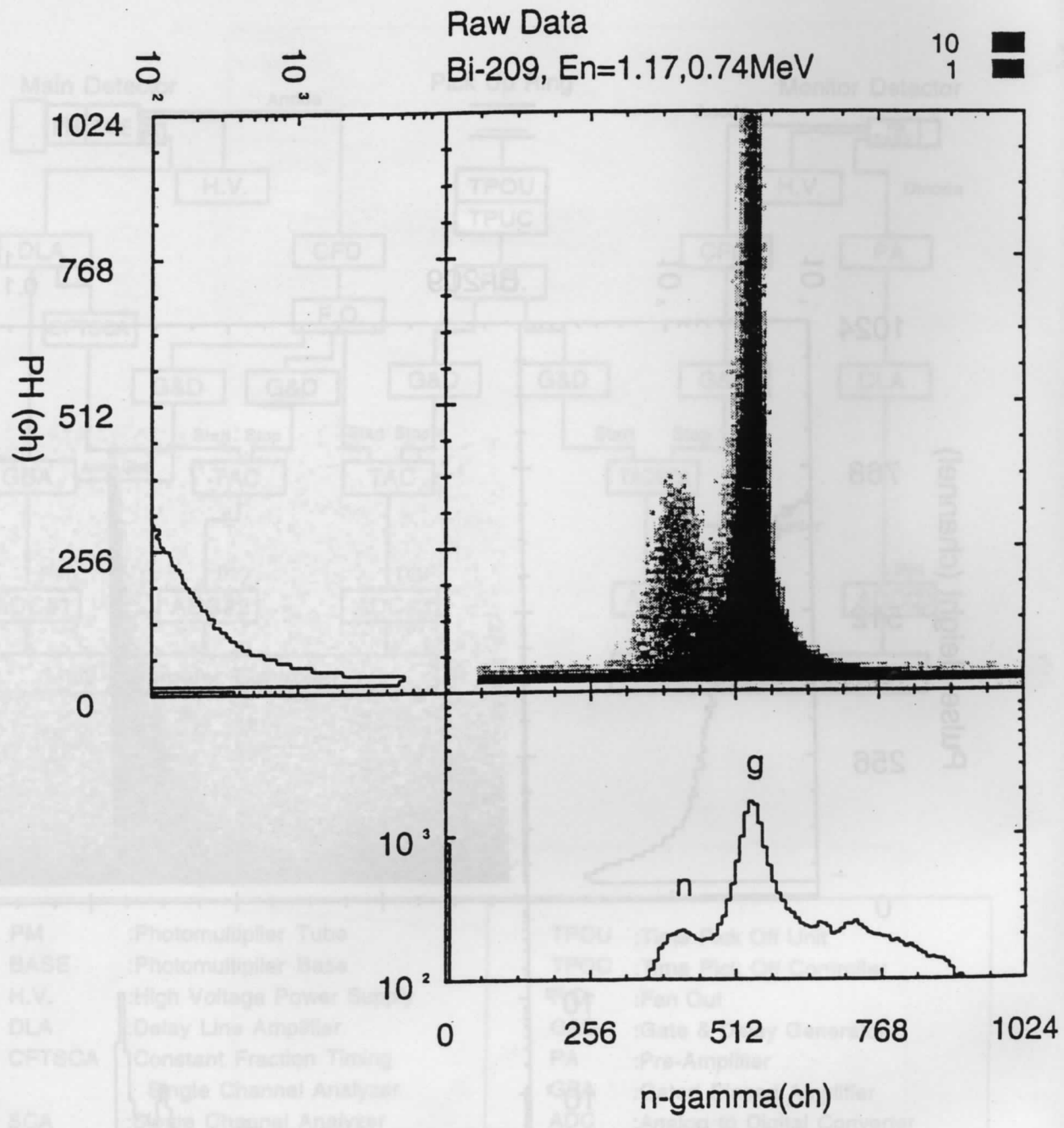


Fig.3-6: 波形-波高 二次元スペクトル (生データ,ソフトバイアス無)

Data inside of Roi(for TOF-PH)
Bi-209, En=1.17,0.74MeV

1
0.1

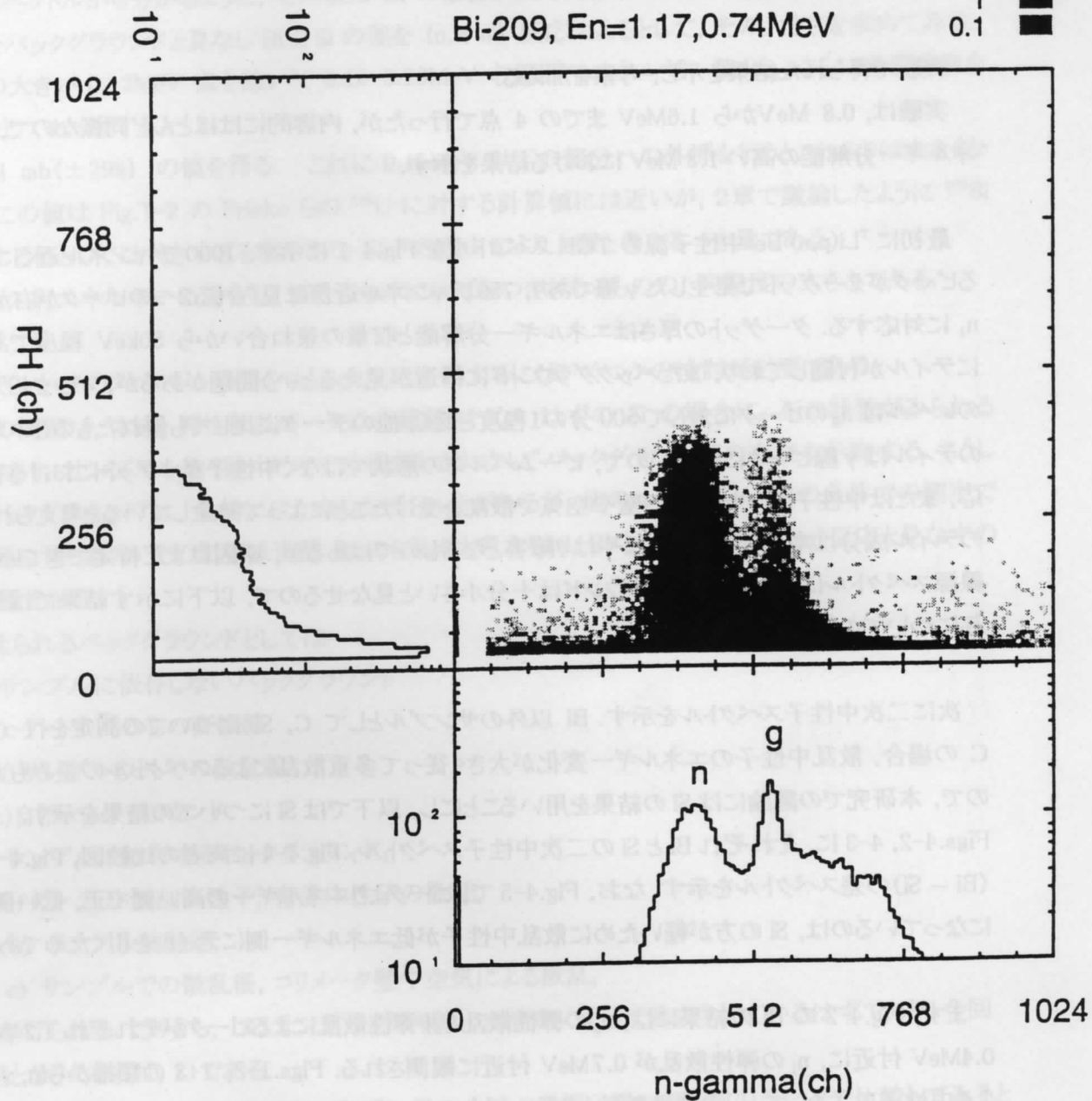


Fig.3-7: 波形-波高 二次元スペクトル (ソフトバイアス)

第 4 章 結果と考察

実験で得られた結果を示し、考察を加える。

実験は、0.8 MeVから 1.6MeV までの 4 点で行ったが、内容的にはほとんど同様なので、最もエネルギー分解能の高い 1.3 MeV における結果を示す。

最初に ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 中性子源の TOF スペクトルを Fig.4-1 に示す。1000 チャンネル近くに見られるピークがターゲットで発生した γ 線であり、750チャンネル近傍に見られる2つのピークが右から n_0 , n_1 に対応する。ターゲットの厚さはエネルギー分解能と収量の兼ね合いから 50keV 程度である。 n_0 にテイルが付随しており、またバックグラウンドに構造が見えるという問題があるが、バックグラウンドのレベルは n_0 のピークに対して 500 分の1程度と低く、他のデータに比しても優れたものといえる。このテイルは γ 線ピークにはないので、ビームパルスの形状ではなく中性子ターゲットにおける寄生反応、または中性子がコリメータの壁や空気中で散乱を受けたことによって発生していると考えられる。このテイル成分は本研究にとってはやはり障害となるものではあるが、原因はまだ特定できていない。線源スペクトルにおけるバックグラウンドは十分小さいと見なせるので、以下に示す結果ではその寄与についての補正を行っていない。

次に二次中性子スペクトルを示す。Bi 以外のサンプルとして C, Si についての測定を行ったが、C の場合、散乱中性子のエネルギー変化が大きく従って多重散乱によるスペクトルの歪みも大きいので、本研究での議論には Si の結果を用いることにし、以下では Si についての結果を示す。

Figs.4-2, 4-3 に、それぞれ Bi と Si の二次中性子スペクトル、Fig.4-4 に両者の比較図、Fig.4-5 に $(\text{Bi} - \text{Si})$ の差スペクトルを示す。なお、Fig.4-5 で、ピークよりエネルギーの高い側で正、低い側で負になっているのは、Si の方が軽いために散乱中性子が低エネルギー側にテイルを引くためである。

まず、Fig.4-2 の Bi の結果には、 n_0 の弾性散乱と非弾性散乱によるピークがそれぞれ 1.2 MeV, 0.4MeV 付近に、 n_1 の弾性散乱が 0.7MeV 付近に観測される。Figs.1-2, 1-3 の類推から $(n, \gamma n')$ による中性子は主として n_1 の弾性散乱より低いエネルギー領域に連続的に分布すると考えられる。この領域での実験値は明らかに正の値を示しており、Fig.1-2, 1-3 に示す計算値と同様に低エネルギーに向かって高くなるスペクトル形状を示している。

一方、Fig.4-3 の Si のデータでは、第1励起準位が入射エネルギー 1.3MeV より高いので非弾性散乱ピークは無く、 n_0 , n_1 の弾性散乱のみがピークとして観測されている。Si の場合、複合核における準位密度は Bi よりも 3桁程度小さく[17]、 $(n, \gamma n')$ 反応断面積はさらに小さいと考えられる。従って、Si の場合には $(n, \gamma n')$ に伴う中性子は Bi に比べて無視できるほど少なく、実験で観測される事象はバックグラウンドと見なすことができる。

Si の結果にもゼロでない断面積が見られる(これについては後で議論する)が、Fig.4-5 の Bi と Si

の差スペクトルから分かるように、その値は Bi の場合よりも明らかに小さい。そこで、Si で観測された事象をバックグラウンドと見なし Bi と Si の差を $(n, \gamma n')$ 反応によるとして、その大きさを求めてみる。誤差の大きい 0.12 MeV 点を除いて 0.16–0.26 MeV の範囲でエネルギー積分し、さらに角度分布を等方として 4π 倍すると

124 mb ($\pm 29\%$) の値を得る。これに 0.16 MeV 以下の部分への外挿を行うとこれよりは大きくなるが、この値は Fig.1-2 の Fricke らの ^{238}U に対する計算値には近いが、2章で議論したように ^{209}Bi に対する値としては大きすぎる感があり、以下の理由により上限と考えるべき量である。

他の入射エネルギーの場合も、値そのものにはばらつきがあるものの、同程度の大きさである。

この Bi と Si のスペクトルの差を $(n, \gamma n')$ 反応に帰するにはいくつかの検討が必要である。最大の問題は、本来、弾性散乱ピーク以外観測されないはずの Si の場合に、正の計数がみられることであり、サンプルを取り除くだけでは評価しきれない”バックグラウンド”の存在を示唆する。こうした”バックグラウンド”は、量的にはかなりのばらつきがあるが、他のエネルギー、他の条件での測定でも共通に見られた。その影響は当然 Bi にも及ぶと考えられ、Bi と Si の差を $(n, \gamma n')$ 反応と見なすのは問題である。

考えられるバックグラウンドとしては

1) サンプルに依存しないバックグラウンド

- a) ターゲットからの直接線
- b) サンプル以外での散乱線
- c) 自然バックグラウンド

2) サンプルに依存するバックグラウンド、

- a) ターゲット散乱中性子、寄生中性子の散乱、
- b) サンプル放射能、
- c) サンプルでの散乱後、コリメータ壁や空気による散乱、

が挙げられる。このうち、1)はサンプルを取り除いた測定によって除去されているはずであり、今回問題となりえるのは、2)である。

その手がかりとして、Fig.4-4 で、Bi, Si のスペクトルを原子数で割る前のデータで比較してみるとピーク付近を除けばかなり近い値であることが分かる。すなわち、巨視的散乱断面積は両核種でかなり近く、従ってサンプルで散乱されることによって検出器に入射できるターゲットの寄生成分、あるいはサンプル放射能があれば、問題のバックグラウンドの候補になり得る。

サンプル放射能の影響は、データ処理の段階で γ 線ピークの前に存在する平坦なバックグラウンドをすでに差し引いているので、この段階ですでに考慮されていると考えられる。

従って寄生成分が候補になり、その影響の定量的な解析のために、当グループが開発してきた中性子散乱実験におけるサンプル依存バックグラウンドの補正手法[18]を適用することは可能である。Fig.1-7 の例は 18 MeV 中性子に対するものであるが、寄生中性子、ターゲットでの散乱などの影響を詳細にシミュレートして補正することによって、 $30 \mu\text{b}/(\text{sr MeV})$ 程度の小さい断面積の事象が観測

可能となっている。しかし、この場合、線源スペクトルは非常にきれいでバックグラウンド成分はせいぜいで 100-300 分の 1 程度と見られるので、これだけでは有意な影響を与えるとは考えられない。

又、c) やサンプルでの多重散乱が Fig.4-2, 3 に見られる低エネルギーバックグラウンドを生成することも考えられない。

このように、Si サンプルの場合のバックグラウンド成分の原因は、今のところ特定できないが、この成分が観測される以上、Bi と Si のスペクトル差もさらにバックグラウンドを含んでいる可能性を否定できないので、上で求めた値は、上限を与えるものと理解すべきである。

従って $(n, \gamma n)$ 中性子の検証には、さらにバックグラウンドの低減を図ることが必要であるが、問題となる数 100keV 領域では従来考えられていなかった種類のバックグラウンドを考慮する必要があるかもしれない。

最後に ^{238}U に対する測定例を Fig.4-6 に掲げる。1 章で述べたように ^{238}U ウランの場合には、サンプル放射能と核分裂が加わるため、Bi の場合より S/N はさらに悪化する。このため、図に示すように基底、第1準位、第2準位を良好に分離することはできたが、 $(n, \gamma n)$ 中性子が存在すると予想される第2準位以下のエネルギー領域では、サンプル放射能、もしくは核分裂に伴う即発、遅発の中性子と γ 線による平坦な分布が支配的となっている。従って、本研究で Bi を選択したことは妥当であったと考えることができる。

又、このスペクトルは本研究で整備した測定系によって、100 keV 程度の低い中性子までを良好なエネルギー分解能で測定可能となったことを示している。

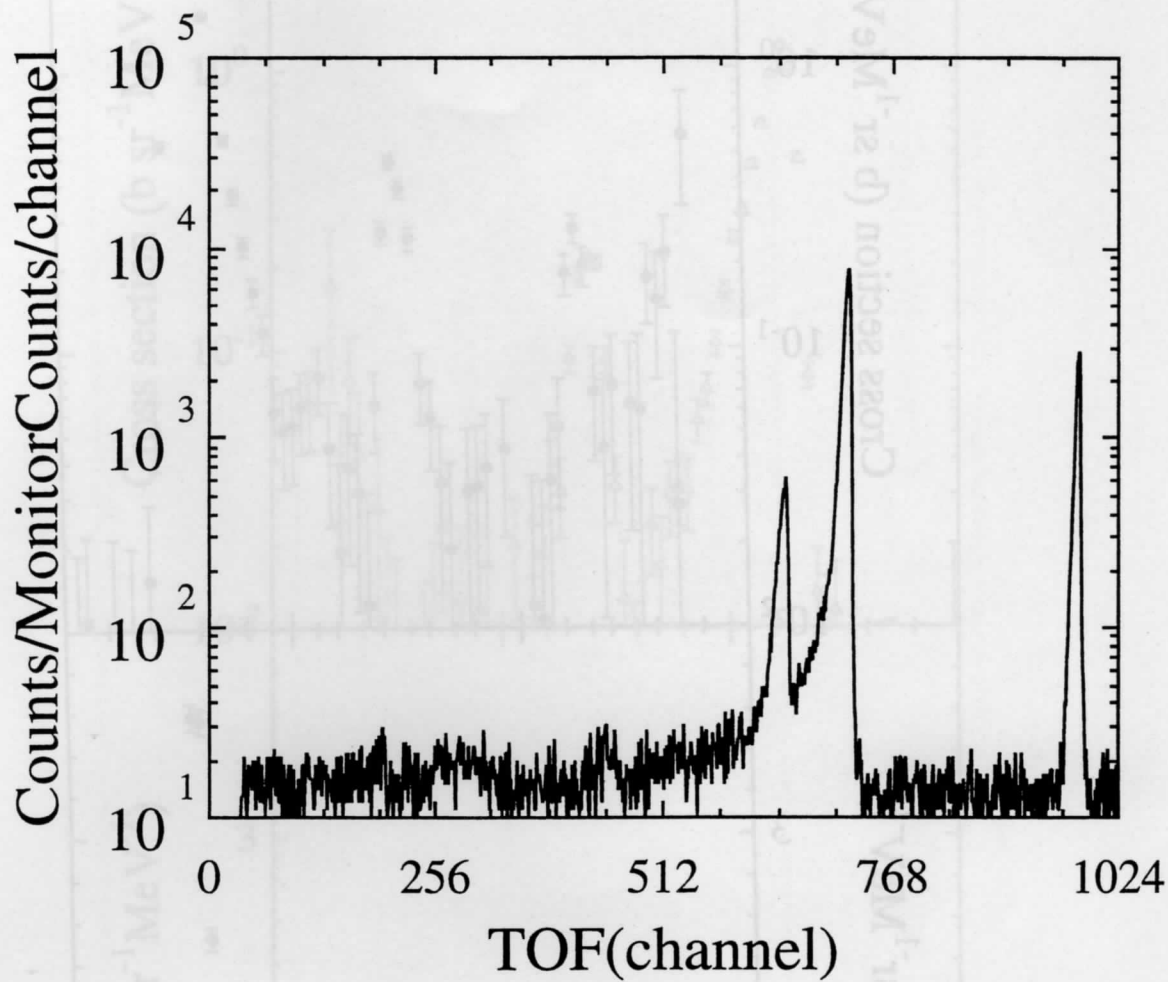


Fig.4-1: ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 中性子源の TOF スペクトル

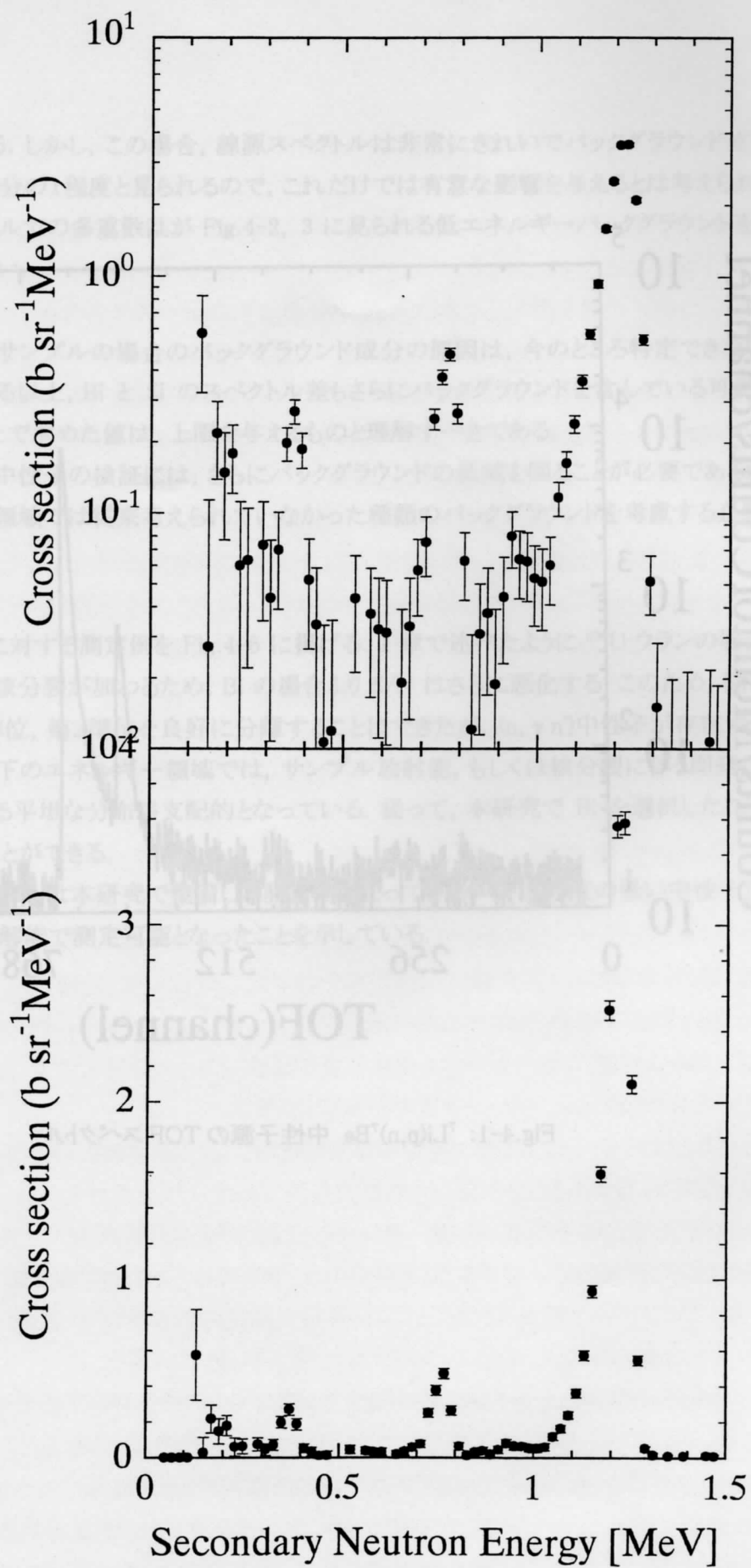


Fig.4-2: ^{209}Bi の二次中性子スペクトル

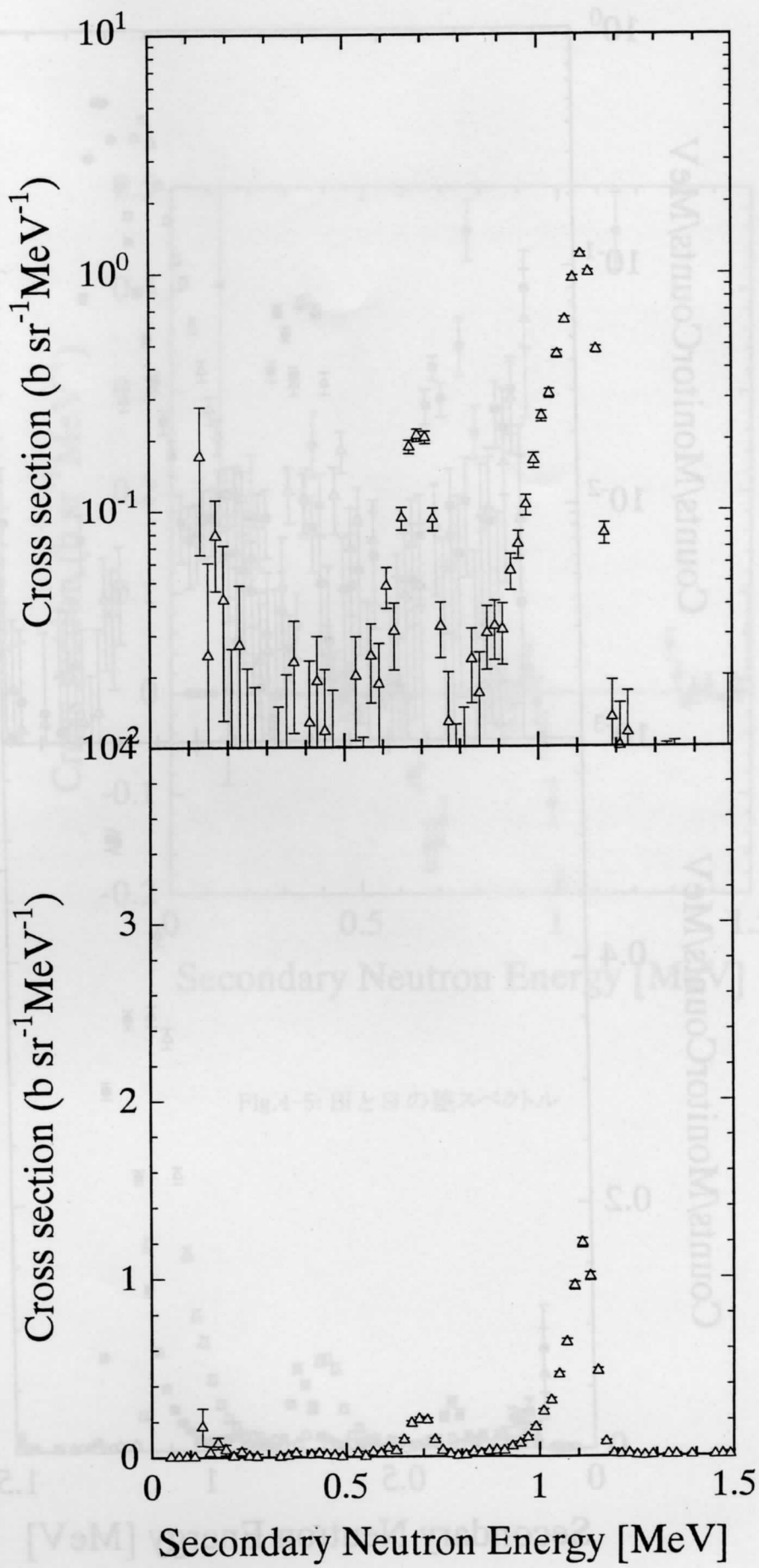


Fig.4-3: Si の二次中性子スペクトル

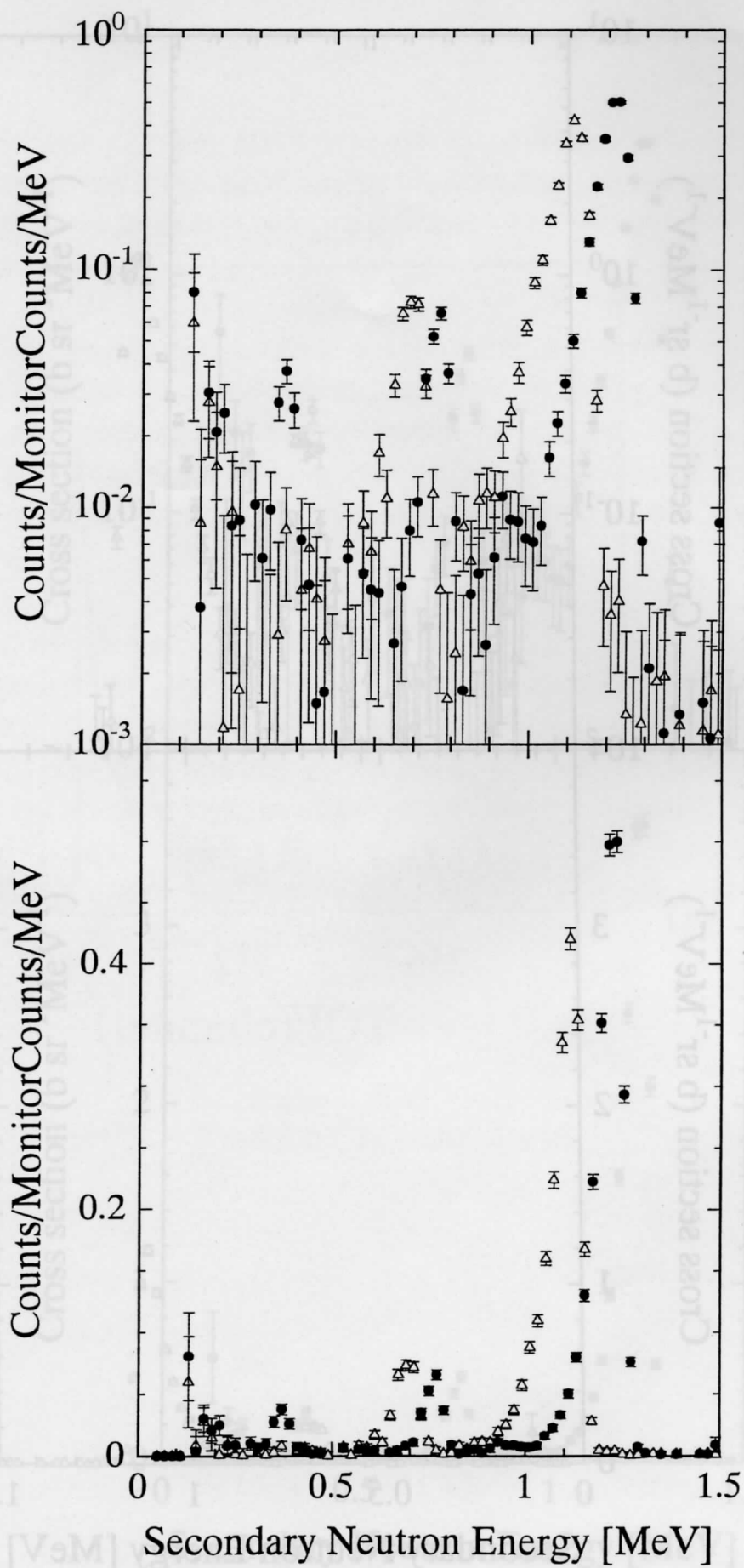


Fig.4-4: Si, Bi スペクトルの比較 (Counts/Monitor/MeV)

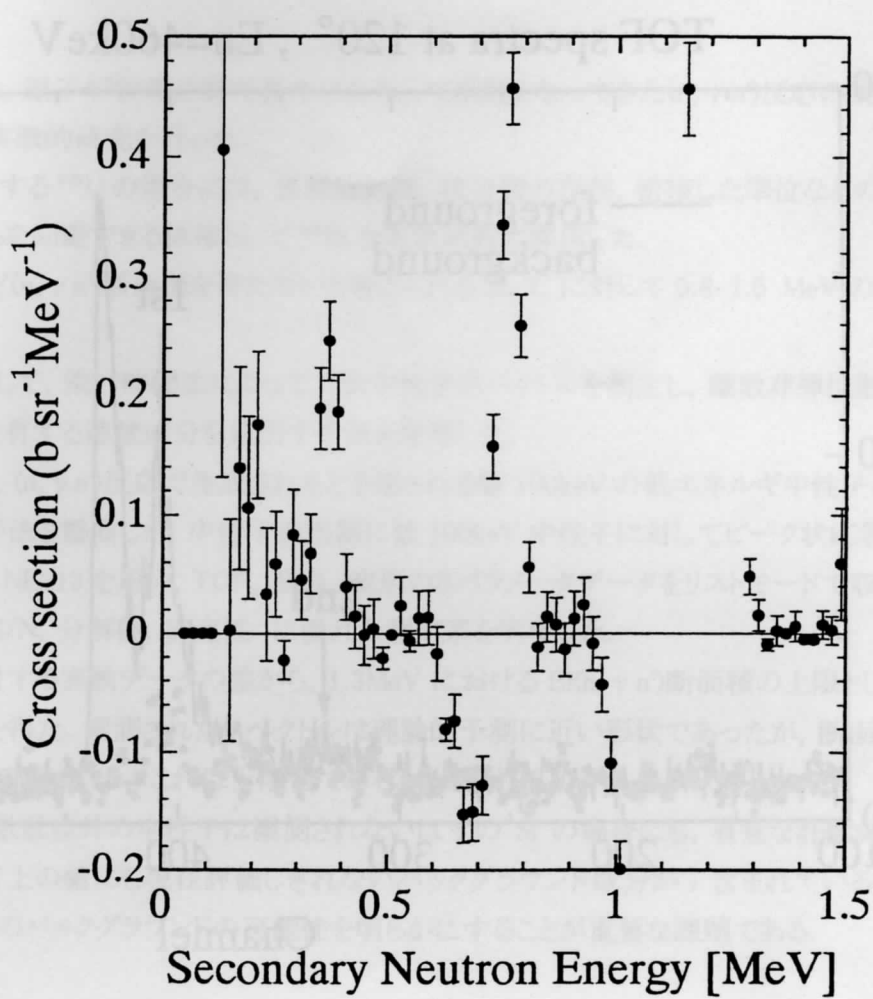


Fig.4-5: BiとSiの差スペクトル

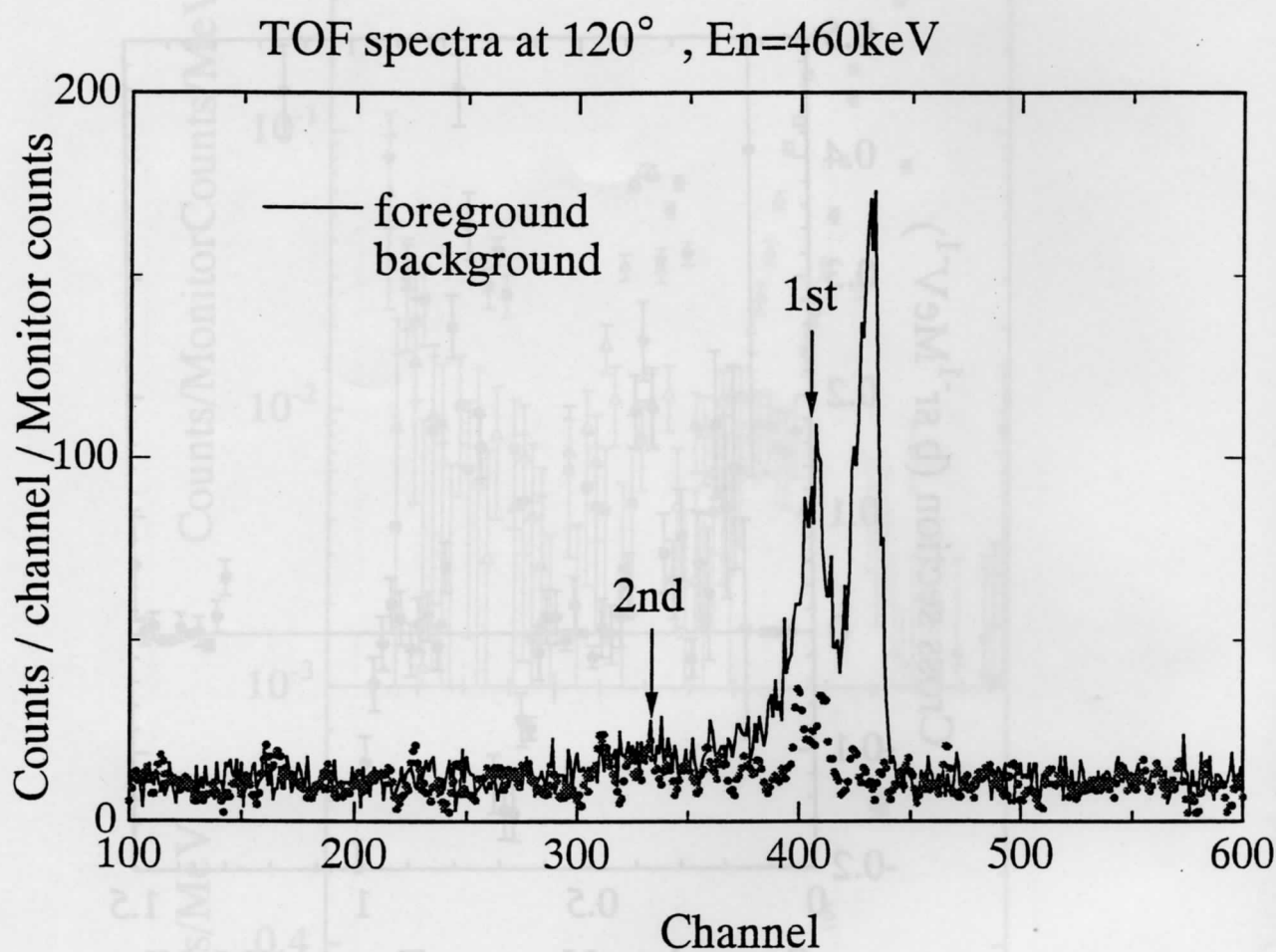


Fig.4-6: ^{238}U の散乱中性子スペクトル

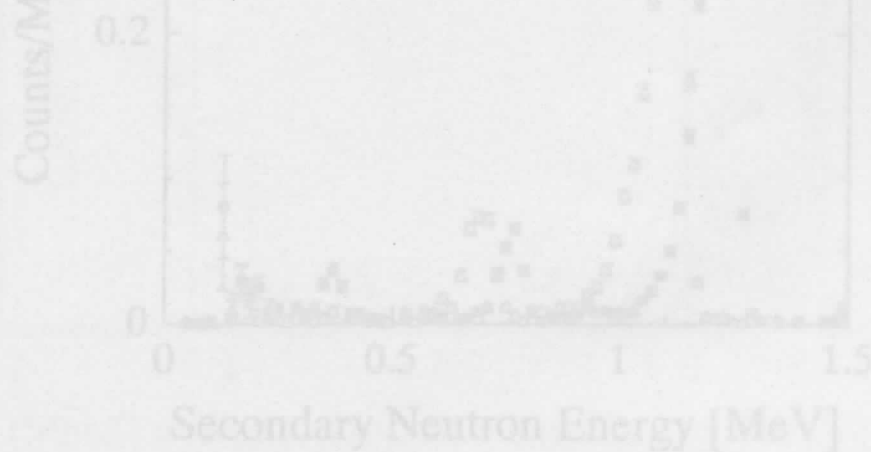


Fig.4-4: S, B スペクトルの比較 (Counts/Monitor/MeV)

第 5 章 まとめ

- (1) 本研究では、原子炉物理分野で長年にわたって問題となってきた $(n, \gamma n')$ 反応の実験的検証を目的として実験的研究を行った。
- (2) 本来目的とする ^{238}U の場合には、自然放射能、核分裂の存在、密接した準位などの困難があるため、それらを回避できる核種として ^{209}Bi を実験試料に採用した。
- (3) Bi とほとんど $(n, \gamma n')$ 断面積を持たないと考えられる Si 、 C に対して $0.8\text{--}1.6\text{ MeV}$ の範囲で実験を行った。
- (4) 実験手法として、飛行時間法によって二次中性子スペクトルを測定し、離散非弾性散乱と異なるスペクトルを有する連続成分を見出す手法を採用した。
- (5) そのために、 $(n, \gamma n')$ 反応で生成されると予想される数 100keV の低エネルギー中性子を S/N 良く測定する手法を整備した。中性子検出器に数 100keV 中性子に対してピーク状応答を示す $5''\phi \times 2''$ NE213 を用い、 TOF 、波高、波形の3パラメータデータをリストモードで収集することによって、 S/N 、分解能、安定性 に優れた測定系を実現した。
- (6) Bi と Si に対する実験データの差から、 1.3MeV における $\text{Bi}(n, \gamma n')$ 断面積の上限として $124(\pm 29)\text{ mb}$ を得た。観測されたスペクトルは理論的予測に近い形状であったが、断面積値はかなり大きく、次の理由によりこれは上限値であると考えられる。
- (7) 本来、弾性散乱以外の中性子は観測されないはずの Si の場合にも、有意な計数が観測されており、従って上の値にも現在評価しきれないバックグラウンド成分が含まれている可能性がある。今後、このバックグラウンドの可能性を明らかにすることが重要な課題である。

参考文献

- [1] P.A.Moldauer, Proc. Conf. Neutron Cross Section Technology, 2(1966)613
- [2] M.P.Fricke and J.M.Neill, Nucl. Sci. and Tech., 50(1973)392
- [3] J.E.Lynn: EANDC(UK)157AL (1973)
- [4] S.Joly, Nucl. Sci. and Eng., 94 (1986) 94
- [5] V.M.Maslov, Yu.Porodzinski, E.Sh.Sukhovitskij: Proc.Int.Conf., Nuclear Data for Science & Technol., (1997 Trieste), to be published & private communication
- [6] A.B.Smith: Private communication
- [7] M.Baba et al.: JAERI-M 91-059 (1991)
- [8] M.Baba et al.: J.Nucl. Sci. Technol., 31(8) (1994) 757
- [9] H.Liskien and A.Paulsen: Atomic Data and Nucl. Data Tables, 11 (1973) 569
- [10] H.Liskien and A.Paulsen: Atomic Data and Nucl. Data Tables, 15 (1975) 57
- [11] C.Renner et al.: Nucl. Instr. and Meth., 154 (1978) 525-533
- [12] 前田一人: 修士学位論文, 東北大学工学部原子核工学科(1990)
- [13] J.K.Dickens: ORNL-6462, 6463
- [14] V.V.Verbinski et al.: Nucl. Inst. and Meth., 65(1968) 8
- [15] N.Kornilov et al.: Proc. Int. Seminar on Neutron Interaction with Nuclei V (Dubna, 1997), and private communication
- [16] G.Haouat et al.: Nucl. Sci.Engi., 81 (1982) 491
- [17] A.Gilbert & A.G.W.Cameron: Can. J. Phys., 43 (1965) 1446
- [18] M.Baba et al.: Nucl. Instrum Methods, A366 (1995) 354